

**ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
ТОМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ СИСТЕМ
УПРАВЛЕНИЯ И РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ**

На правах рукописи



Чан Ван Ту

Форвакуумный плазменный источник ленточного электронного пучка для
пучково-плазменной модификации диэлектриков

1.3.5 – Физическая электроника

Диссертация на соискание ученой степени кандидата технических наук

Научный руководитель:
доктор технических наук,
профессор Климов А.С.

Томск – 2022

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	4
ГЛАВА 1 ФОРМИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ ПЛАЗМЕННЫМИ ИСТОЧНИКАМИ НА ОСНОВЕ РАЗРЯДА С ПОЛЫМ КАТОДОМ.....	11
1.1 Разряд с полым катодом в плазменных источниках электронов.....	11
1.2 Особенности получения ленточных электронных пучков в условиях форвакуумной области давлений.....	22
1.3 Электронно-пучковая плазма и ее применение.....	27
1.4 Выводы и постановка задач исследований.....	37
ГЛАВА 2 ТЕХНИКА И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА.....	39
2.1 Экспериментальная установка	39
2.1.1 Вакуумная камера с системой откачки	39
2.1.2 Форвакуумный плазменный источник электронов на основе разряда с протяженным полым катодом	40
2.1.3 Источники электропитания.....	45
2.2 Диагностика параметров электронного пучка и плазмы.....	48
2.2.1 Измерение плотности тока пучка	48
2.2.2 Измерение параметров плазмы зондовыми методами	49
2.2.3 Спектрометрические измерения параметров плазмы	53
2.3 Исследование поверхностных свойств полимеров	55
2.3.1 Метод лежащей капли	56
2.3.2 Спектроскопические методы анализа	58
2.4 Выводы	59
ГЛАВА 3 ФОРМИРОВАНИЕ ЛЕНТОЧНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В ФОРВАКУУМНОЙ ОБЛАСТИ ДАВЛЕНИЙ	60
3.1 Влияние размеров катодной полости на зажигание разряда	60
3.2 Влияние размеров щели в катоде на зажигание разряда в катодной полости	71
3.2 Формирование однородного ленточного электронного пучка и пучковой плазмы.....	79
3.2.1 Влияние размеров эмиссионного окна на однородность плотности тока электронного пучка.....	79

3.2.2 Влияние параметров многоапертурной системы извлечения на.....	86
формирование однородного ленточного электронного пучка в форвакуумной области давлений	86
3.3 Выводы	93
ГЛАВА 4 ПУЧКОВО-ПЛАЗМЕННАЯ ОБРАБОТКА ДИЭЛЕКТРИКОВ В ФОРВАКУУМНОЙ ОБЛАСТИ ДАВЛЕНИЙ	95
4.1 Формирование потоков ионов из пучковой плазмы	95
4.2 Обработка полимеров в пучковой плазме, генерируемой форвакуумным плазменным электронным источником	102
4.3 Выводы	109
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	111
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	113
ПРИЛОЖЕНИЕ А (ОБЯЗАТЕЛЬНОЕ) АКТ ВНЕДРЕНИЯ	126

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность работы

Источники широкоапертурных электронных пучков находят применение в технологиях обработки поверхности материалов в широком диапазоне давлений – вплоть до атмосферного. Сочетание большой площади поперечного сечения и высокой плотности мощности позволяет сконцентрировать энергию пучка в относительно тонком поверхностном слое и провести нагрев, плавление и, если требуется, испарение материала. Кроме непосредственного воздействия электронов пучка на облучаемую поверхность, возможно использование формируемой таким электронным пучком плазмы для плазменно-пучковой обработки. В этом случае целесообразнее использовать «ленточные» электронные пучки, представляющие собой в поперечном сечении протяженную ленту с отношением сторон более чем 10:1. При распространении ленточного электронного пучка за счет ионизации молекул газа формируется пучковая плазма с конфигурацией «плазменного листа» большой площади (порядка 1 кв. м). Такая пучковая плазма к тому же является неравновесной и применяется для осуществления плазмохимических реакций. Поскольку оптимальный диапазон давлений для таких реакций составляет единицы и десятки паскаль, то в этом случае предпочтительно использование так называемого форвакуумного плазменного источника ленточного электронного пучка, способного эффективно функционировать в области повышенных давлений форвакуумного диапазона (1–100 Па) и создавать пучковую плазму с высокой плотностью. Повышенное значение концентрации пучковой плазмы позволяет использовать ее для компенсации отрицательного заряда электронов пучка, бомбардирующих непроводящую поверхность, что также открывает возможности непосредственной обработки непроводящих материалов (керамика, полимеры и др.).

Для источников ленточных электронных пучков однородность распределения плотности тока по сечению пучка определяет однородность плотности пучковой плазмы и возможность одновременной обработки поверхности большой площади. Ранее показано, что для форвакуумной области давлений обратный ионный поток, величина которого может достигать 10–20 % от тока электронного пучка, является фактором, существенно влияющим на ионизационные процессы в катодной полости и тем самым на однородность распределения плотности тока пучка. Ослабление влияния ионного потока

позволит повысить стабильность и однородность ленточного электронного пучка, однако детальных исследований в этом направлении не проводилось.

Для протяженного прямоугольного полого катода, используемого в форвакуумных плазменных электронных источниках, в отличие от катодов цилиндрической конфигурации пороговый ток инициирования эффекта полого катода должен определяться размерами катодной щели, т.е. как ее шириной, так и длиной. Влияние размеров катодной щели на процессы зажигания разряда в катодной полости до настоящего времени не исследовано.

Не рассмотренным до настоящего времени вопросом является влияние обратного ионного потока, ускоренного до полного высокого напряжения, на тепловую нагрузку, на электроды электронного источника, главным образом на эмиссионный электрод. Кроме того, влияние продолжительности работы источника, протяженности участка транспортировки электронного пучка на однородность распределения плотности тока пучка и концентрации пучковой плазмы, а также пучково-плазменная обработка материалов рассмотрены недостаточно полно.

Таким образом, задача инициирования эффекта полого катода в источнике с протяженным катодом, повышения ресурса электронного источника при сохранении однородности электронного пучка, а также применения форвакуумного плазменного источника для обработки больших поверхностей представляется актуальной, поскольку расширит области применения форвакуумных плазменных электронных источников и электронно-лучевых устройств в целом.

Цель работы состояла в проведении комплекса исследований, связанных с дальнейшим развитием форвакуумного плазменного источника ленточного пучка электронов и направленных на создание условий для устойчивого зажигания и стабильного горения плазмообразующего разряда, генерацию однородной эмиссионной плазмы, повышение равномерности распределения плотности тока электронного пучка, сохранение работоспособности электронного источника в течение длительного времени, а также его использование для пучково-плазменной модификации диэлектрических изделий с развитой поверхностью.

Основные задачи настоящей работы заключались в:

- исследовании в форвакуумной области давлений особенностей инициирования эффекта полого катода в разрядно-эмиссионной системе с прямоугольным протяженным полым катодом;
- исследовании влияния многоапертурной системы извлечения на процесс эмиссии электронов из плазмы, формирование и ускорение ленточного пучка электронов, а также на однородность распределения плотности тока пучка;
- оптимизации конструктивных элементов разрядной и эмиссионно-ускорительной систем форвакуумного плазменного источника ленточного пучка электронов, обеспечивающих повышение ресурса устройства;
- демонстрации возможности применения ленточного электронного пучка, генерируемого форвакуумным плазменным источником, для создания пучковой плазмы и ионно-плазменной модификации диэлектрических материалов.

Методология и методы исследования

Основной методический подход, используемый при выполнении диссертационной работы, заключается в сочетании экспериментальных исследований с численным моделированием. Для решения поставленных задач были использованы следующие многократно апробированные экспериментальные методики:

- зондовая и оптическая диагностики параметров плазмы;
- оптическая микроскопия;
- растровая электронная микроскопия и энергодисперсионный анализ;
- инфракрасная спектроскопия.

Научная новизна работы заключается в том, что:

1. Для тлеющего разряда с протяженным прямоугольным полым катодом выявлены особенности и определены условия инициирования в форвакуумной области давлений эффект полого катода.
2. Исследовано влияние процессов формирования, ускорения и транспортировки ленточного электронного пучка на однородность распределения плотности тока пучка. Предложены решения, приводящие к сглаживанию неоднородностей плотности тока.
3. Изучено влияние потоков ионов из пучковой плазмы и режимов обработки на параметры и поверхностные свойства полимерных материалов.

Научная и практическая значимость работы:

1. Результаты проведенных исследований вносят существенный вклад в понимание физических процессов инициирования эффекта полого катода в разрядных системах тлеющего разряда с протяженным полым катодом, функционирующим в области повышенных давлений газа форвакуумного диапазона.

2. Разработана конструкция ускоряющего узла форвакуумного плазменного источника ленточного пучка электронов, обеспечивающая снижение тепловой нагрузки на электроды извлекающей системы и повышение однородности плотности тока ленточного электронного пучка.

3. Результаты работы могут быть использованы в электроразрядных устройствах, функционирующих в области рабочих давлений форвакуумного диапазона (плазменных ионных источниках, генераторах низкотемпературной плазмы).

Внедрение результатов работы:

Материалы научно-исследовательской работы внедрены в учебный процесс на кафедре физики ТУСУР (г. Томск) в виде курса лекций и практических занятий для подготовки аспирантов по направлению 11.06.01 Электроника, радиотехника и системы связи по специализации «Вакуумная и плазменная электроника». Основные результаты диссертационной работы внедрены в виде курса лекций, практических и лабораторных занятий по дисциплинам образовательного модуля по договору № 15.СИН.21.0001/СИ-5 от 29 ноября 2021 г. на разработку и реализацию программы дополнительного профессионального образования и профессиональной переподготовки рамках совместной реализации исследовательской программы (проекта) по теме: «In situ методы синхротронных исследований многослойных функциональных структур с уникальными параметрами и свойствами, созданных пучково-плазменной инженерией поверхности». Также материалы используются в процессе группового проектного обучения студентами каф. физическая электроника и электронные приборы.

На защиту выносятся следующие научные положения:

1. В тлеющем разряде с прямоугольным полым катодом пороговый ток инициирования эффекта полого катода, связанного с «разрывом» катодного слоя и проникновением разрядной плазмы в полость, уменьшается при увеличении протяженности катодной щели. Это связано с обострением неоднородности параметров плазмы вдоль щели по мере увеличения ее длины и появлением резких максимумов плотности плазмы на

краях щели или в центре. В случае узкой катодной щели, для которой условие разрыва катодного слоя по ширине щели заведомо не выполняется, эффект полого катода наблюдается лишь на длине катодной щели, в 10–20 раз превышающей протяженность катодного слоя.

2. В форвакуумном плазменном источнике ленточного пучка электронов на равномерность распределения плотности тока по поперечному сечению электронного пучка вместе с однородностью параметров эмиссионной плазмы оказывают также влияние величина ускоряющего напряжения и протяженность области транспортировки пучка – параметры, определяющие процессы генерации пучковой плазмы. Обратный ионный поток из пучковой плазмы кратно усиливает локальную неоднородность эмиссионного тока, приводя в предельном случае к разделению ленточного пучка на отдельные струи. Использование в электронном источнике протяженной многоапертурной системы формирования и ускорения электронного пучка ослабляет влияние ионного потока и обеспечивает снижение неравномерности плотности тока электронного пучка до уровня 15 %.

3. Распространение ленточного электронного пучка в форвакуумной области давлений сопровождается генерацией протяженной пучковой невозмущенной плазмы с концентрацией до 10^{16} м^{-3} и температурой электронов 1–3 эВ. Облучение поверхности полимерных материалов потоками ионов из такой плазмы приводит к снижению краевого угла смачиваемости поверхности в 3 раза и коэффициента пропускания света на 30 % в ультрафиолетовой области спектра. Несмотря на некоторое снижение гидрофильных свойств в первые 24 ч после воздействия, они остаются на достаточно высоком уровне в течение продолжительного промежутка времени – более 3 мес.

Достоверность и обоснованность результатов диссертационной работы подтверждаются систематическим характером исследований, использованием независимых дублирующих экспериментальных методик, удовлетворительным совпадением расчетных зависимостей и моделей с полученными экспериментальными данными и величинами, а также практической реализацией научных положений и выводов при создании и применении форвакуумного плазменного электронного источника ленточного электронного пучка для обработки полимерных материалов.

Апробация работы. Результаты работы докладывались и обсуждались на международной конференции «Газоразрядная плазма и ее применение» (г. Томск, 2019, 2021

гг.); Конгрессе по энергетическим потокам и радиационным эффектам (г. Томск, 2020 г.); международной конференции студентов и молодых ученых «Перспективы развития фундаментальных наук» (г. Томск, 2019–2021 гг.); международной научно-технической конференции студентов, аспирантов и молодых ученых «Научная сессия ТУСУР» (г. Томск, 2019–2021 гг.); международной научно-практической конференции «Электронные средства и системы управления» (г. Томск, 2020–2021 гг.).

Публикации

Материалы диссертационной работы опубликованы в 4 статьях [76–78, 106] в российских и международных изданиях, в которых должны быть опубликованы основные научные результаты диссертаций на соискание ученой степени кандидата наук. Результаты исследований по диссертационной работе также опубликованы в виде 10 полнотекстовых докладов [79–84, 107–110] в сборниках международных и Всероссийских конференций, 4 из которых [79, 80, 107, 108] опубликованы в изданиях, индексируемых в базах данных научного цитирования Web of Science и Scopus.

Работы по тематике диссертации поддержаны: грантом РФФИ 20-38-90184, аспиранты, по теме «Генерация форвакуумными плазменными источниками непрерывных электронных пучков для электронно-лучевого синтеза керамических покрытий на полимерах», грантом Президента Российской Федерации для государственной поддержки молодых российских ученых – докторов наук № МД-754.2021.4, а также грантом РФФИ № 21-79-10217 «Ионно-плазменная модификация внутренних поверхностей узких протяженных трубчатых изделий в системе несамостоятельного тлеющего разряда с полым катодом, поддерживаемого электронным пучком в форвакуумной области давлений».

Личный вклад автора

Все результаты, составляющие научную новизну и выносимые на защиту, получены автором лично. Автором совместно с А.А. Зениным сконструированы и собраны многоапертурная система извлечения, зонд для измерения плотности тока пучка, оснастка для пучково-плазменной обработки полимеров. Автором совместно с научным руководителем определены задачи, решаемые в работе, выбраны методики эксперимента и произведен анализ полученных в ходе экспериментов результатов. В постановке отдельных задач исследований и обсуждении результатов анализа экспериментальных данных участие принимали И.Ю. Бакеев, А.А. Зенин и Е.М. Окс. Соавторы, принимавшие уча-

стие в отдельных направлениях исследований, указаны в списке основных публикаций по теме диссертации.

Объём и структура диссертации. Диссертационная работа состоит из введения, четырех глав, заключения, списка литературы, приложения. Диссертация изложена на 125 страницах, содержит 90 рисунков и 3 таблицы. Список литературы включает 140 источников.

ГЛАВА 1 ФОРМИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ ПЛАЗМЕННЫМИ ИСТОЧНИКАМИ НА ОСНОВЕ РАЗРЯДА С ПОЛЫМ КАТОДОМ

Плазма – это особое состояние вещества, во многом отличное от твердого, жидкого и газообразного. В состоянии плазмы материя существует в виде электронов, ионов и возбужденных частиц. Одной из ключевых особенностей плазмы является возможность эмиссии заряженных частиц – ионов и электронов. Практическое применение этот процесс находит в источниках электронов с плазменным катодом. В таких источниках электронный пучок формируется за счет отбора электронов с эмиссионной границы плазмы. В случае разделения области генерации эмиссионной плазмы и области формирования и ускорения электронного пучка удается осуществить независимое регулирование энергии электронов пучка и его тока, что особенно важно при технологическом применении электронных пучков. В настоящей главе проведен анализ литературных данных по генерации электронных пучков источниками электронов на основе тлеющего разряда с полым катодом. При этом внимание, главным образом, уделено процессам функционирования таких устройств в области повышенных давлений форвакуумного диапазона. На основе проведенного анализа сформулированы задачи исследований настоящей диссертационной работы.

1.1 Разряд с полым катодом в плазменных источниках электронов

К разрядным системам, используемым в источниках электронов с плазменным катодом, предъявляются требования обеспечения генерации плотной плазмы при минимально возможном давлении рабочего газа. Причем наибольшая плотность плазмы должна быть в области отбора электронов, а низкое давление необходимо для обеспечения электрической прочности ускоряющего промежутка источника. В наибольшей степени таким условиям удовлетворяет разрядная система на основе тлеющего разряда с полым катодом.

Тлеющий разряд с полым катодом известен с 60-х годов прошлого века [1] и благодаря своим особенностям и до настоящего времени находит применение в источниках электронных пучков различной конфигурации [2, 3]. Полым катодом, рис. 1.1, называется катод, рабочая поверхность которого имеет отрицательную кривизну или состоит из отдельных поверхностей (включая и плоские), ограничивающих часть пространства

газоразрядного прибора и создающих полость [1]. При равных значениях напряжения разряда в разряде с полым катодом достигается большая концентрация разрядной плазмы, чем в случае использования разряда между плоскими электродами. Основные причины этого явления связаны с более эффективным использованием ионов и электронов для поддержания разряда за счет многократной осцилляции электронов в полном катоде [4].

Классический разряд с полым катодом имеет цилиндрический катод диаметром D и длиной d_1 , отделенный зазором d_2 от плоского анода (см. рис. 1.1). При $d_1 = 0$ эта геометрия соответствует обычным тлеющим разрядам с плоскими электродами, разделенными зазором d_2 .

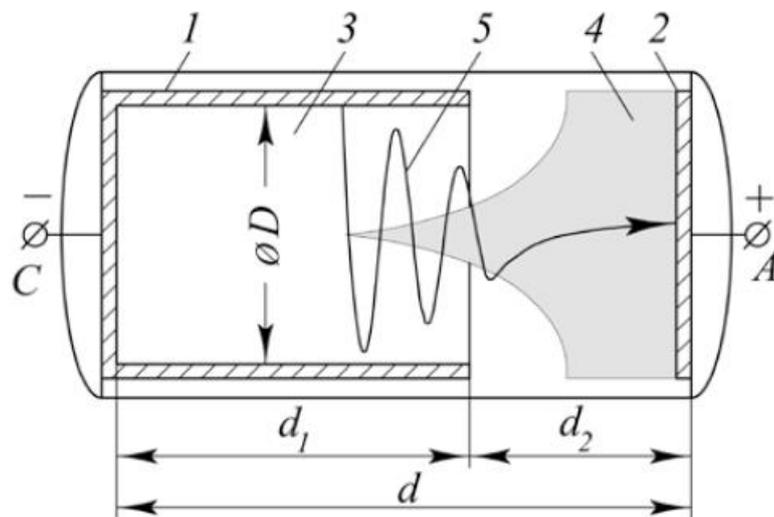


Рисунок 1.1 – Классическая геометрия разряда с полым катодом, иллюстрирующая переход от высоковольтного разряда к тлеющему разряду: 1 – полый катод; 2 – анод; 3 – положительный пространственный заряд; 4 – плазма; 5 – траектория электрона [2]

Как правило, форма плазменной эмиссионной границы задает форму электронного пучка. В случае генерации электронных пучков ленточной конфигурации, т.е. имеющих в поперечном сечении форму прямоугольника с соотношением сторон более чем 1:10, в качестве источника плазмы используется эмиссия из протяженного полого катода (5, 6). На рис. 1.2 представлен макет плазменного электронного источника, используемого автором работы [7], которые легли в основу данной диссертации.

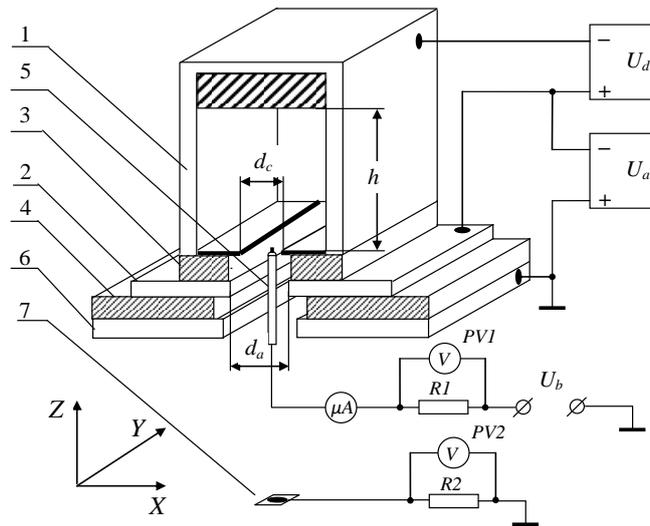


Рисунок 1.2 – Схема экспериментального макета форвакуумного плазменного источника ленточных электронных пучков: 1 – полый катод; 2 – анод; 3, 4 – изоляторы; 5 – зонд; 6 – ускоряющий электрод; 7 – перемещаемый коллектор [7]

Электродная схема источника содержала полый катод в виде прямоугольного параллелепипеда с вытянутым отверстием вдоль одной из его стенок, обращенной к плоскому аноду. При подаче напряжения между катодом и анодом зажигался тлеющий разряд. Плазма разряда практически сразу проникала в катодную полость, и таким образом формировался разряд с полым катодом. Извлечение электронов из плазмы тлеющего разряда осуществлялось через вытянутое эмиссионное окно в аноде перекрытое мелкоструктурной металлической сеткой. Эмиссионное окно в аноде, с размерами $10 \times 100 \text{ мм}^2$ задавало сечение ленточного электронного пучка. Сочетание в источниках такого типа плазменно-эмиссионной системы с полым катодом и специальной конструкции ускоряющего промежутка позволяет работать таким источникам в изобарическом режиме при давлениях до 50 Па, генерировать пучки электронов с плотностью тока до 100 мА/см^2 , энергией до 10 кэВ и достаточно ионизовать газовую атмосферу вакуумной камеры. Генерируемая электронным пучком плазма используется для обработки протяженных изделий.

Несмотря на возможность работы при таких высоких по сравнению с традиционными 0,001–0,1 Па давлениях вопрос о стабильном инициировании тлеющего разряда с вытянутым полым катодом в области давлений форвакуумного диапазона не ставился. Однако обеспечение стабильной работы источника электронов в широком диапазоне давлений напрямую влияет на возможности использования его для технологий обработ-

ки материалов, склонных к повышенному газовыделению, таких как керамические и металлические порошки в технологии 3D-прототипирования, обработка полимерных материалов и др.

Большинство исследований, посвященных инициированию тлеющего разряда с полым катодом, были выполнены достаточно давно [8–11], однако, несмотря на это, интерес к исследованию плазменных источников не ослабевает [12]. Исследуются как новые плазменные источники, так и расширяются сферы их применения [13].

Известно, что для зажигания тлеющего разряда необходимо приложить к электродам разность потенциалов U , минимальная величина которой определяется произведением расстояния между электродами d на давление газа p_0 и соответствует минимуму кривой Пашена для соответствующего газа, рис. 1.3.

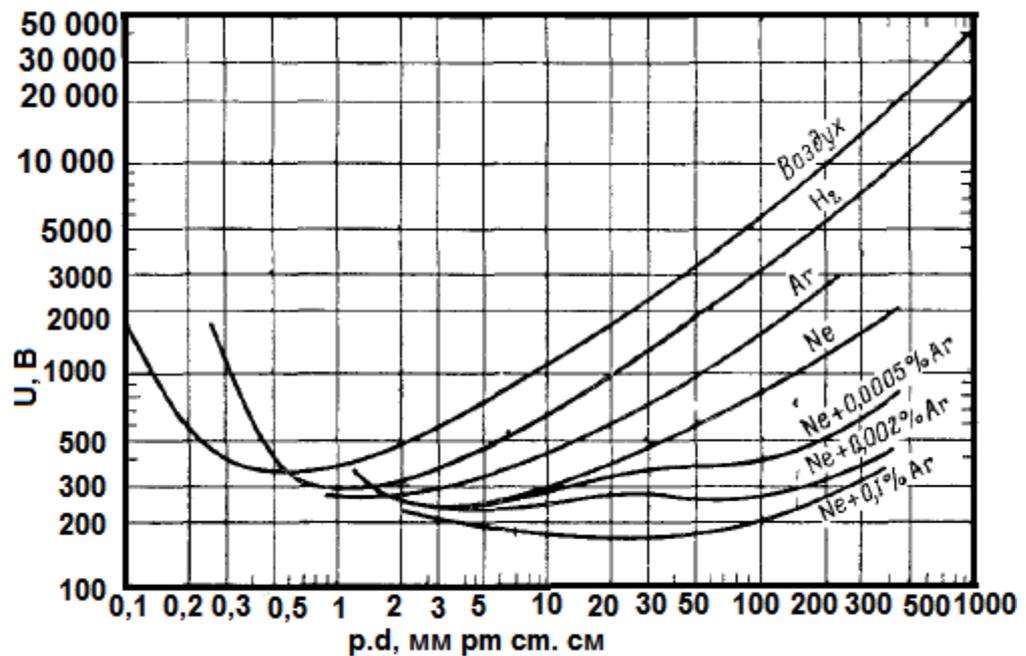


Рисунок 1.3 – Типичные кривые зависимости пробивного напряжения различных газов от $p_0 d$ для плоского промежутка [14]

На рис. 1.4 представлено сравнение вольт-амперных характеристик тлеющих разрядов с плоским и полым катодами для различных значений произведения pd . Кривая 1 на рис. 1.4 соответствует обычным разрядам между плоскими электродами, кривая 2 соответствует высоковольтному тлеющему разряду без плазмы внутри полого катода (см. рис. 1.4), а кривая 3 соответствует тлеющему разряду с полым катодом, заполненным плазмой. Левая часть рис. 1.4 предназначена для левой ветви кривой Пашена при

$D=d_1=d_2$, $pd_2 < (pd_2)_{\min}$ мин, а правая часть – для правой ветви кривой Пашена при $D=d_2$, $d_1 \gg D$, $pd_2 > (pd_2)_{\min}$ мин.

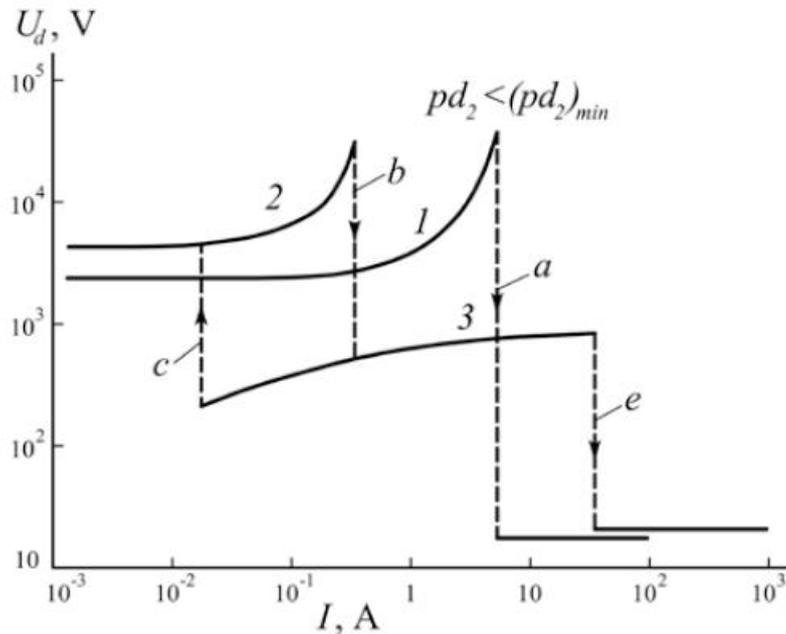


Рисунок 1.4 – Вольт–амперные характеристики разрядов с плоскими (1) и полыми (2 и 3) катодами при $pd_2 < (pd_2)_{\min}$ мин (слева) и $pd_2 > (pd_2)_{\min}$ мин (справа). a и e – переходы от тлеющего к дуговому разряду; b – переход от высоковольтного к тлеющему разряду с полым катодом; c – переход от тлеющего к высоковольтному разряду [15]

На левой ветви кривой Пашена напряжение пробоя для разряда с полым катодом выше, чем для обычных разрядов (см. левую часть рис. 1.4) из-за искривления линий электрического поля в катодной полости. В разряде с полым катодом электроны и ионы движутся по разным траекториям, что усложняет условия пробоя по сравнению с плоским случаем. Плотность заряженных частиц увеличивается с увеличением тока, что приводит к образованию плазмы вблизи анода и увеличению напряжения разряда (см. кривые 1 и 2). Когда плазма попадает в полость, происходит переход из режима высокого напряжения в режим тлеющего разряда. Переход между режимами высоковольтного и тлеющего разряда связан с гистерезисом. При дальнейшем увеличении тока тлеющий разряд превращается в дуговой разряд с катодным пятном и разница между плоскими и полыми катодами исчезает.

Плазменные электронные источники, как правило, функционируют в области левой ветви кривой Пашена, если вести отсчет от ее минимума. В этом случае, как видно

из рис. 1.4, для снижения величины пробивного напряжения, т.е. напряжения зажигания разряда, возможно использование двух путей – повышение давления газа или снижение расстояния между электродами. В случае тлеющего разряда с полым катодом эффекты ионизации усилены, и величина напряжения зажигания разряда может быть ниже, чем предсказывает кривая Пашена. Авторы работы [16] показали, что для одномерного тлеющего разряда зависимости пробивного напряжения от давления гелия подобны кривым Пашена. Для формирования одномерного разряда с полым катодом авторы использовали разрядную систему, состоящую из двух плоскопараллельных катодов, разделенных расстоянием $2d$. Анод, расположенный непосредственно посередине между катодами, состоял из сетки с коэффициентом прозрачности T . Для $T=0$ геометрия представляла два отдельных тлеющих разряда. Для других значений прозрачности электроны, которые пересекли одну катодную оболочку и плоскость анода, отражаются обратно противоположной катодной оболочкой и т. д. Они способны ионизироваться до тех пор, пока их энергия превышает энергию ионизации. В зависимости от давления для такой разрядной системы с полым катодом напряжение зажигания разряда оказывается ниже на несколько киловольт, рис. 1.5.

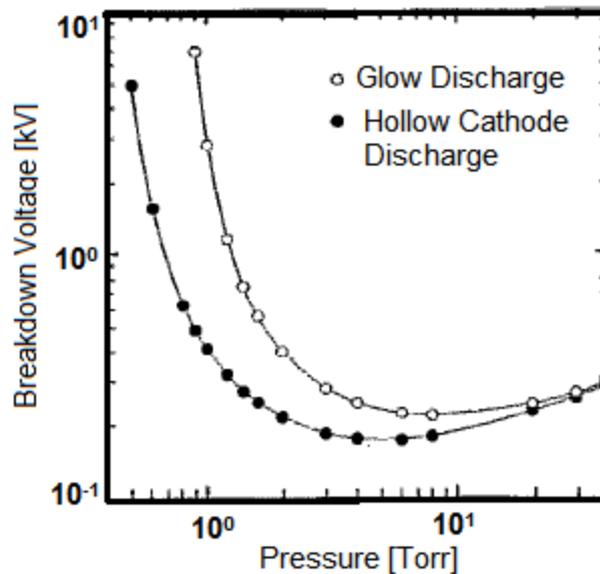


Рисунок 1.5 – Кривые Пашена для одномерного тлеющего разряда с полым катодом и без эффекта полого катода в среде гелия [16]

После зажигания разряда для его поддержания требуется напряжение порядка нескольких сотен вольт. Согласно [17], величина напряжения зажигания при низких давлениях в единицы паскаль сильно зависит от давления, и для зажигания разряда необхо-

димы относительно высокие напряжения – более 10 кВ при том, что напряжение горения разряда может составлять сотни вольт, что накладывает жесткие требования к источникам питания разряда.

В существующих источниках электронов, использующих плазменно-эмиссионные разрядные системы с полым катодом, задача снижения напряжения зажигания разряда и его инициирования решается совмещением разряда с полым катодом с разрядами другого типа (пенинговский, магнетронный) [18], наложением магнитного поля [19], использованием дополнительного источника, инжектирующего электроны в основной объем разрядной камеры [20–24], либо расположением в полем катоде дополнительных поджигающих электродов, либо с помощью импульсного напуска малой порции газа в катодную полость «PulseFlowTechnique» [18, 24–26]. В случае напуска газа в катодную полость зажигание разряда обеспечивается за счет повышения величины pd , что обеспечивает пробой при относительно низком напряжении. Недостатком «PulseFlowTechnique» является требуемая продолжительность ожидания между импульсами давления, которая в лучшем случае составляет несколько секунд, и при случайном погасании разряда его повторное зажигание требует сложных манипуляций и времени.

Разрядные системы пенинговского или магнетронного типа способствуют созданию резко неоднородного распределения плазмы на оси системы, что повышает стабильность работы электронного источника и улучшает условия зажигания разряда [27]. Облегчение зажигания разряда в таких системах также достигается за счет облучения катода магнетрона ионным пучком [28–29]. Однако используемое в таких разрядах магнитное поле может проникать в ускоряющий промежуток форвакуумного электронного источника и снижать его электрическую прочность. К тому же магнитные поля, как правило, создаются постоянными магнитами, требующими для сохранения магнитных свойств постоянного и эффективного охлаждения, что усложняет конструкцию устройства и снижает его надежность.

Разрядная система, использующая для зажигания разряда инжекцию внешних электронов, представлена на рис. 1.6. Система состоит из разрядного промежутка основного разряда, представляющего собой цилиндрический полый катод и стержневой анод, расположенный в катодной полости, а также внешнего (дополнительного) источника электронов с плазменным катодом. Анодом вспомогательного разряда служил цилиндрический полый катод основного разряда. Вспомогательный разряд с плазменным

катодом служил поставщиком электронов в цилиндрическую катодную полость основного разряда.

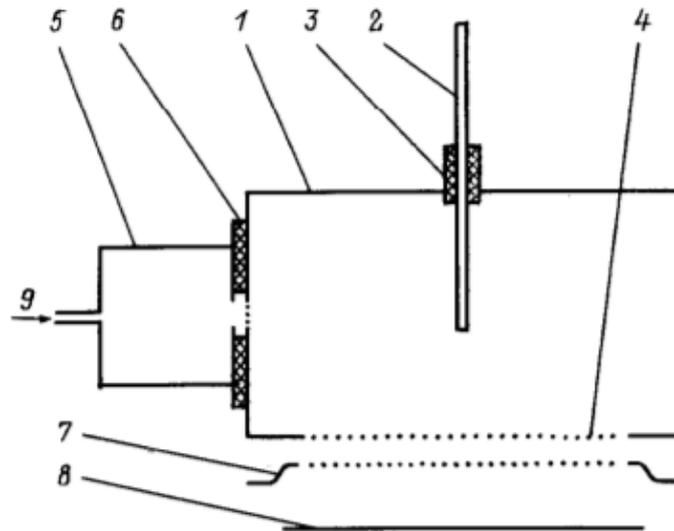


Рисунок 1.6 – Схема разрядной системы: 1 – полый катод основного разряда; 2 – анод основного разряда; 3, 6 – керамические изоляторы; 4 – эмиссионное окно; 5 – полый катод вспомогательного разряда; 7 – ускоряющий электрод; 8 – коллектор; 9 – подача газа [20]

Зависимости напряжения зажигания основного разряда от давления при отсутствии и наличии дополнительного разряда, представленные на рис. 1.7, соответствуют левой ветви кривой Пашена. Как видно из рис. 1.7, напряжение зажигания разряда резко возрастает при понижении давления. Уже при давлениях менее 0,1 Па для зажигания разряда без внешней инжекции необходимы напряжения более 2000 В. Инжекция дополнительных электронов приводит к снижению напряжения зажигания основного разряда при понижении давления газа (кривая 2 на рис. 1.7). Видно, что при токе электронов 50 мА основной разряд стабильно зажигается при понижении давления и до $5 \cdot 10^{-3}$ Па. При этом во всем диапазоне давлений от 10 до $5 \cdot 10^{-3}$ Па напряжение зажигания основного разряда не превышало 1–2 кВ.

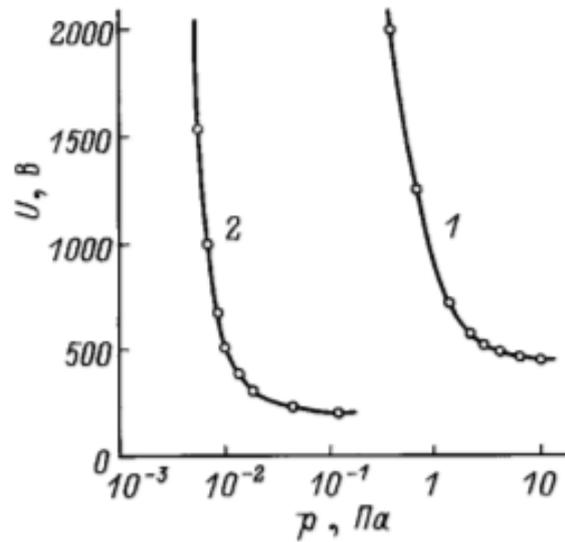


Рисунок 1.7 – Зависимости напряжения зажигания разряда от давления: 1 – без вспомогательного разряда; 2 – со вспомогательным разрядом с током 50 мА [20]

В источниках импульсных ионных пучков на основе разряда с полым катодом используется натянутая вдоль оси катода вольфрамовая нить [30], расположенная непосредственно в катодной полости и соединенная через резистор с положительным выводом источника питания разряда, рис. 1.8.

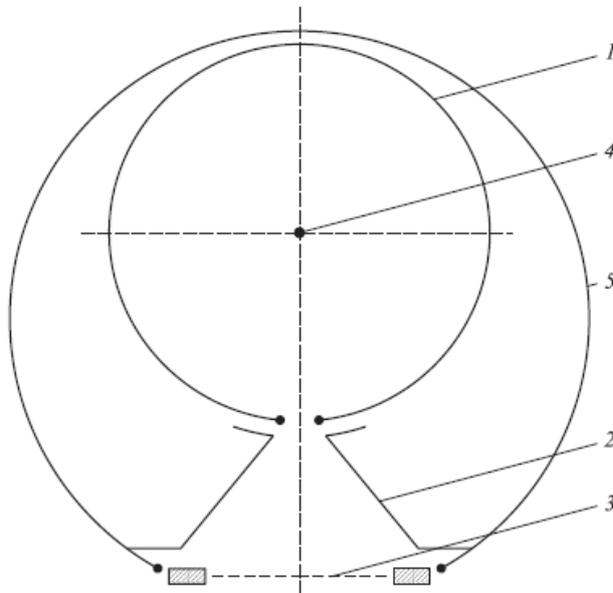


Рисунок 1.8 – Схема электродной системы плазменного катода электронного ускорителя: 1 – катод; 2 – анод; 3 – сетка; 4 – вольфрамовая нить; 5 – корпус [30]

Установившееся состояние разряда достигается в результате зажигания тлеющего разряда между нитью и катодом и последующего развития разряда на анод. Напряжение

зажигания разряда составляло 2,6–1,5 кВ при давлении воздуха $4\text{--}6 \cdot 10^{-2}$ Па. Источник работает в импульсном режиме, и влияние дополнительного электрода в катодной полости в случае стационарного разряда не исследовано.

Внешняя инжекция электронов, используемая авторами работы [31], позволяет существенно снизить давление, необходимое для зажигания основного разряда. В таком способе инициирования напуск газа осуществляется во вспомогательный источник, сообщающийся с основной разрядной камерой через эмиссионное отверстие малого диаметра. Схема источника представлена на рис. 1.9.

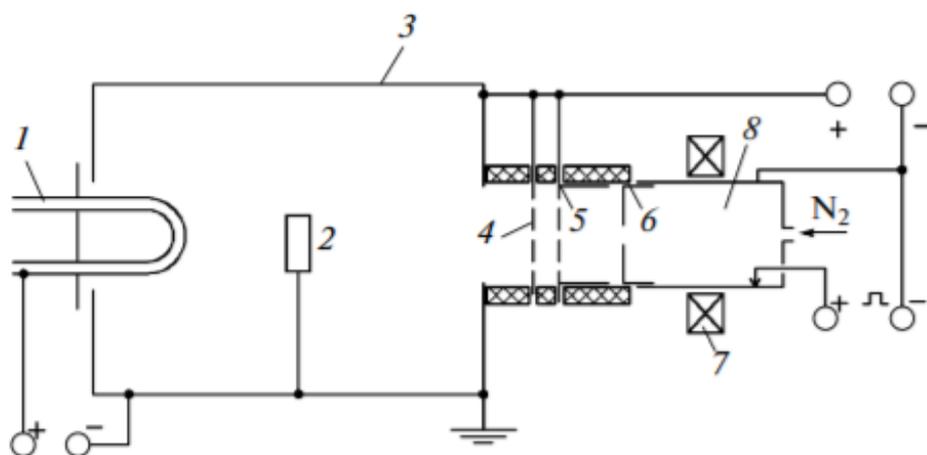


Рисунок 1.9 – Принципиальная схема экспериментальной установки: 1 – водоохлаждаемый анод тлеющего разряда; 2 – обрабатываемые образцы; 3 – вакуумная камера – полый катод тлеющего разряда; 4 – решетки; 5 – полый сеточный анод дугового разряда; 6 – диафрагма; 7 – магнитная катушка; 8 – электрод вспомогательного дугового разряда [31]

Вакуумная камера размерами $650 \times 650 \times 650$ мм³ одновременно являлась полым катодом для несамостоятельного тлеющего разряда, откачивалась до давления 10^{-3} Па. Рабочее давление регулировалось в диапазоне 0,3–1,0 Па за счет подачи рабочего газа (азота). Основной тлеющий разряд зажигался между полым катодом 3 и трубчатым анодом 1 с водяным охлаждением. Для облегчения зажигания основного разряда и его стабильного горения при низких давлениях использовался источник электронов на основе дугового разряда с холодным катодом. Электроны вспомогательного разряда вводились в полую катодную камеру через эмиссионное окно диаметром 200 мм. Для разделения плазмы основного тлеющего разряда и вспомогательного дугового разряда эмиссионное

окно было закрыто мелкоструктурной сеткой 5 ($0,4 \times 0,4 \text{ мм}^2$), которая представляла собой сетчатый полый анод и имела потенциал катода с тлеющим разрядом.

Таким образом, становится возможным создание перепада давления между вспомогательной и основной разрядной системами, причем давление во вспомогательной системе оказывается достаточным для зажигания и существования самостоятельного разряда. Однако расположение дополнительного источника электронов приводит к заметному усложнению конструкции всей системы, поскольку требует наличия двух разрядных камер. Усложняется и аппаратура электропитания, так как для второй разрядной камеры необходим дополнительный источник питания.

Инициирование разряда с полым катодом в диапазоне давлений 1–10 Па возможно и иным способом. В работе [32] показано, что зажигание разряда облегчается, если вначале подать напряжение на ускоряющий промежуток источника, а затем на разрядный промежуток. Возникающий при этом высоковольтный тлеющий разряд становится поставщиком ионов в катодную полость, что и облегчает зажигание разряда. Однако величина обратного ионного тока прямо пропорциональна величине давления газа, что при низких давлениях поступающих ионов может оказаться недостаточно для облегчения инициирования разряда. Подача вначале напряжения на ускоряющий промежуток приводит к возникновению высоковольтного тлеющего разряда (ВТР), формирующего электронный пучок на коллектор и, соответственно, обратный ионный поток в сторону эмиссионного электрода (анода). Ионы этого потока, проникая в катодную полость через отверстия в эмиссионном электроде и входную апертуру полости, вызывают электронную эмиссию с ее стенок, понижая напряжение его зажигания до нескольких сотен вольт, рис. 1.10.

После инициирования разряда его дальнейшее существование определяется перестройкой разряда, связанной с формированием плазмы в катодной полости, и поэтому не зависит от ускоряющего напряжения. Данный способ инициирования разряда хорошо проявляется при относительно высоких давлениях газа в вакуумной камере и размерах эмиссионного отверстия в аноде.

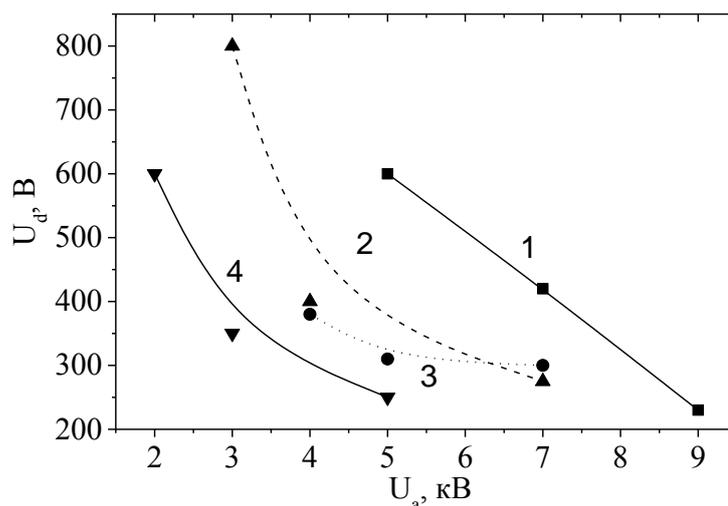


Рисунок 1.10 – Напряжение зажигания U_{ign} разряда форвакуумного плазменного источника электронов как функция напряжения U_a на ускоряющем промежутке для различных давлений газа: 1 – 5 Па; 2 – 5,5 Па; 3 – 6 Па; 4 – 8 Па [33]

В случае малого соотношения между площадью эмиссионного отверстия и площадью катода поступающих ионов может оказаться недостаточно. Кроме того, существование ВТР в ускоряющем промежутке электронного источника снижает возможность независимой регулировки его параметров – энергии электронов и тока пучка.

1.2 Особенности получения ленточных электронных пучков в условиях форвакуумной области давлений

Для практического применения электронных пучков в технологиях обработки больших по площади поверхностей необходимы пучки большого сечения. Такие пучки с площадью сечения более 10 см^2 позволяют обрабатывать большие участки поверхности материалов и изделий. Для эффективной обработки пучки большого сечения должны иметь высокую плотность тока, поэтому расфокусировка обычного цилиндрического пучка неприменима, поскольку не позволяет достичь необходимого эффекта для обработки поверхности [34–37]. Таким образом, существует необходимость использовать пучки большого сечения нецилиндрической формы. В качестве примера такой необходимости можно привести создание плазмы большой площади, так называемого «плазменного листа», и осуществление плазмохимических реакций.

С точки зрения применения электронных пучков ленточной конфигурации одним из ключевых аспектов наряду с высокой плотностью тока и энергией электронов пучка является степень его однородности по сечению. И если в поперечном сечении неоднородность, как правило, не превышает 10 %, то в направлении вдоль длинной стороны катодной полости на однородность оказывают влияние как параметры газовой атмосферы (давление и род газа), так и параметры электронного пучка и конфигурация электродов разрядного и ускоряющего промежутков источника.

В работе [38] показано, что при использовании более узкой щели в катодной полости повышение плотности эмиссионной плазмы и извлекаемого тока в источнике ленточного электронного пучка приводит к появлению неоднородностей в виде локальных максимумов в распределении концентрации эмиссионной плазмы вдоль катодной щели. На появление и величину максимумов оказывают влияние ширина щели в катодной полости, ток разряда и давление газа. Причем для формирования неоднородного распределения концентрации плазмы достаточно небольшого уменьшения ширины щели в катоде – от 1 до 3 мм в зависимости от тока разряда и давления, рис. 1.11.

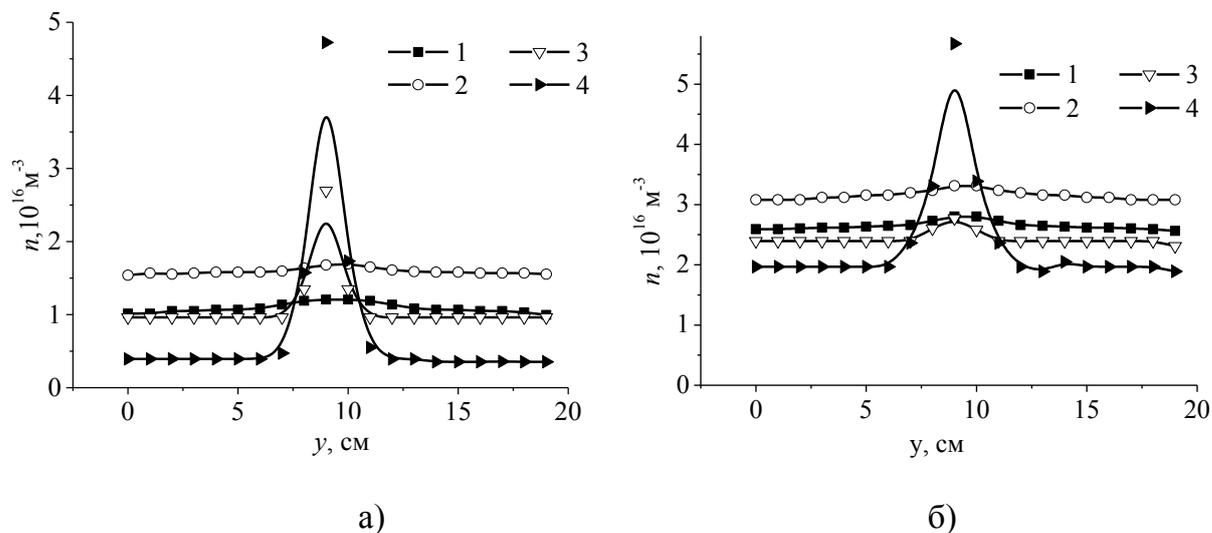


Рисунок 1.11 – Распределение концентрации n плазмы в апертуре катодной полости для разных значений d_c : 1 – 13 мм; 2 – 11 мм; 3 – 9 мм; 4 – 8 мм. Ток разряда 400 мА (а), 800 мА (б), давление 6 Па. Направление оси y соответствует рис. 1.2 [39]

Повышение разрядного тока приводило к росту концентрации разрядной плазмы, величина же концентрации плазмы в области максимума практически не изменялась. При достижении током разряда определенной величины наблюдалось однородное распределение концентрации плазмы. Причина формирования такой неоднородности, по

мнению автора [38], заключается в следующем. При малых разрядных токах и концентрациях плазмы в катодной полости, соответственно, протяженность ионного слоя, отделяющего плазму от стенок катодной полости, превышает ширину щели в катоде. Щель в катоде оказывается перекрытой ионным слоем. Случайное отклонение в концентрации или потенциале плазмы, а также непараллельность краев щели в катоде приводят к локальному утоньшению ионного слоя, что впоследствии служит причиной возрастания здесь электронного тока, интенсификации ионизационных процессов и в итоге роста концентрации плазмы. Данный процесс носит лавинообразный характер, и в его результате образуется локальная область, в которой проходит почти весь ток электронов. При повышении разрядного тока раскрытие ионных оболочек происходит и вне локальной области, что сопровождается повышением концентрации эмиссионной плазмы вдоль всей катодной щели.

Несмотря на то, что для снижения или даже полного устранения такой неоднородности достаточно повысить ток разряда, этот метод нельзя назвать эффективным, поскольку существенно снижается возможность регулировки тока пучка. При низких токах разрядная плазма и соответственно электронный пучок оказываются крайне неоднородными и все преимущества использования ленточного электронного пучка теряются.

Повышение концентрации разрядной плазмы с целью устранения неоднородности описано в работе [40]. Использование составной катодной полости с сужающейся частью противоположной щели в катоде позволило повысить концентрацию плазмы в области катодной щели и в какой-то мере устранить неоднородности, возникающие за счет сужения катодной полости.

Однако ширина катодной полости и извлекаемого электронного пучка не превышала 10 см, чего недостаточно для формирования плазменного листа большой площади.

Кроме неоднородностей, возникающих при изменении геометрии катодной полости в форвакуумной области давлений, на равномерность извлекаемого электронного пучка существенное влияние оказывает высоковольтный тлеющий разряд. Анод электронного источника служит катодом такого разряда, а анодом ВТР является ускоряющий электрод источника. В условиях форвакуумной области давлений напряжение горения ВТР практически равно ускоряющему напряжению электронного источника, а величина тока ВТР может достигать десятков и сотен миллиампер. Формируемый поток

ионов из плазмы ВТР направлен к аноду и в этом плане называется обратным, поскольку направление движения ионов в нем противоположно направлению движения электронов пучка. Обратный ионный поток, устремляясь сквозь эмиссионное окно в аноде в разрядную плазму, приводит к повышению ее концентрации и возрастанию как следствие эмиссионного тока. В этом случае даже небольшая неоднородность эмиссионной плазмы значительно усиливается в токе ускоренного электронного пучка [38].

Проблема формирования однородного по сечению электронного пучка существует и в источниках широкоапертурных электронных пучков. Задача обеспечения равномерности при этом решается использованием корректирующей сетки [41] либо использованием в источнике нескольких катодов или плазмогенераторов, работающих на один полый анод [42, 43].

В широкоапертурных источниках ионных пучков для повышения однородности извлекаемого тока хорошо зарекомендовала себя многоапертурная система извлечения [44]. Такая система представляет собой пару плоскопараллельных электродов, устанавливаемых в анод и экстрактор. В электродах изготавливается множество соосных отверстий. Электронный пучок образуется при сложении множества элементарных пучков при эмиссии из этих отверстий. За счет подбора расстояния и размеров отверстий в таких системах достигается минимальная потеря электронного пучка на экстракторе и высокая эффективность извлечения. Использование такой системы в источнике импульсного электронного пучка большого сечения в форвакуумной области давлений описано в работе [45]. В качестве источника электронов использовалась трехэлектродная система, состоящая из цилиндрического полого катода, плоского анода и экстрактора, рис. 1.12. В источнике устанавливалась двухэлектродная многоапертурная экстракционная система, образованная анодом и экстрактором. Electrodes имели 211 соосных отверстий. Диаметры отверстий в аноде d_1 и экстракторе d_2 варьировались от 3 до 5 мм. Также имелась возможность изменять расстояние между анодом и экстрактором L .

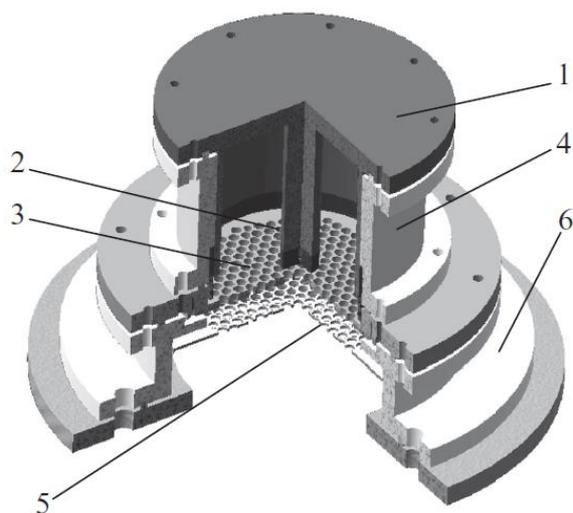


Рисунок 1.12 – Схема форвакуумного плазменного электронного источника: 1 – цилиндрический полый катод; 2 – цилиндрический стержень; 3 – эмиссионный электрод (анод); 4 – изолятор катод-анод; 5 – ускоряющий электрод; 6 – изолятор анод-экстрактор [44]

Использование многоапертурной системы позволило повысить однородность электронного пучка, рис. 1.13. Причем неоднородность оказалась на уровне 10 не более 10 % не на одном конкретном расстоянии от экстрактора, а на совокупности расстояний.

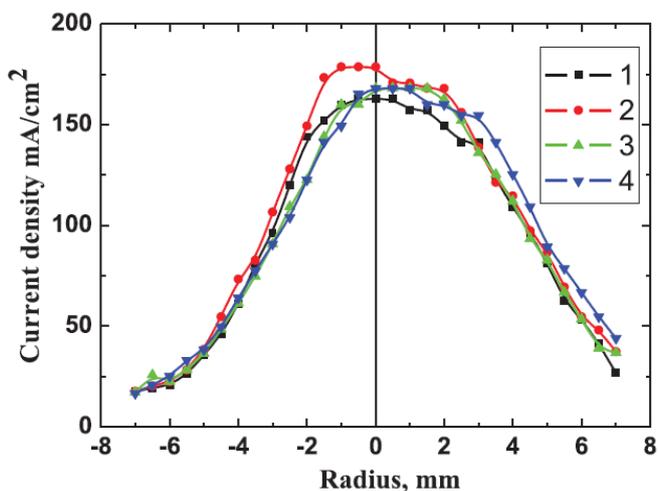


Рисунок 1.13 – Радиальное распределение плотности тока пучка для различных расстояний между экстрактором и зондом: 1 – 170 мм, 2 – 190 мм, 3 – 210 мм, 4 – 230 мм. ($U_a = 8$ кВ, $L = 7$ мм, $d_1 = 3$ мм, $d_2 = 5$ мм и $p = 4$ Па) [45]

Работ, посвященных применению и исследованию многоапертурных систем в случае ленточного электронного пучка, в доступных источниках обнаружено не было, что подтолкнуло к исследованиям в этом направлении в данной работе.

1.3 Электронно-пучковая плазма и ее применение

Неравновесная низкотемпературная плазма, сочетающая высокую химическую активность компонентов и низкую температуру тяжелых частиц, входящих в ее состав, находит применение в высокоэффективных технологических процессах, многие из которых принципиально не могут быть реализованы в равновесных условиях. Свойства плазмы определяются процессами рождения и гибели частиц, кинетика которых в значительной степени зависит от способа генерации плазмы. Традиционно для создания плазмы применяются дуговые либо тлеющие разряды постоянного либо переменного тока. Управление параметрами плазмы в таких разрядах сопровождается изменением параметров разряда, что накладывает ограничения на возможный диапазон таких изменений.

Одним из способов создания плазмы с возможностью независимой регулировки ее параметров является ионизация газа пучком ускоренных электронов. Прохождение электронного пучка сквозь газовую среду сопровождается процессами ионизации, диссоциации и возбуждения атомов или молекул газа. т.е. основными неупругими процессами, приводящими к образованию частиц, таких же, как и в плазме газового разряда. Однако высокая энергия электронов пучка приводит к образованию плазмы, которая обладает совершенно иными свойствами, чем плазма обычных разрядов. Параметры такой плазмы определяются параметрами электронного пучка, давлением и родом плазмообразующего газа.

Одним из преимуществ пучковой плазмы является низкая температура плазменных электронов – порядка нескольких электронвольт в большинстве газовых смесей, востребованных в технологиях травления, осаждения или химической модификации материалов, где необходим точный контроль над потоком и энергией ионов. Причем низкая температура сохраняется независимо от концентрации плазмы, что позволяет получать большой поток реактивных ионов и нейтральных частиц с кинетической энергией ионов всего несколько электронвольт [46 – 48].

Для создания плотной пучковой плазмы большой площади возможно использование электронных источников, формирующих ленточные электронные пучки и инжектирующих их в вакуумный объем с соответствующим составом газовой атмосферы и давления. При этом в качестве источника электронов используются источники с термока-

тодом и плазменным катодом.

В работе [49] представлена система плазменной обработки большой площади (LAPPS), в которой применяются ленточные электронные пучки для создания плазменных листов аналогичного размера для использования в обработке материалов при давлениях рабочего газа 8–10 Па. Такая система эффективна для генерации плазмы в любой газовой смеси и может быть использована для создания низкотемпературной (с электронной температурой $T_e = 0,3–1$ эВ для молекулярных газов) плазмы высокой плотности ($10^9–10^{11}$ см $^{-3}$). Систему можно масштабировать до относительно больших площадей в несколько квадратных метров. Потoki ионов на обрабатываемой поверхности имеют среднюю энергию менее 5 эВ. Для генерации электронного пучка в такой системе могут быть использованы два типа электронных источников с плазменным катодом – высоковольтный и низковольтный, рис.1.14.

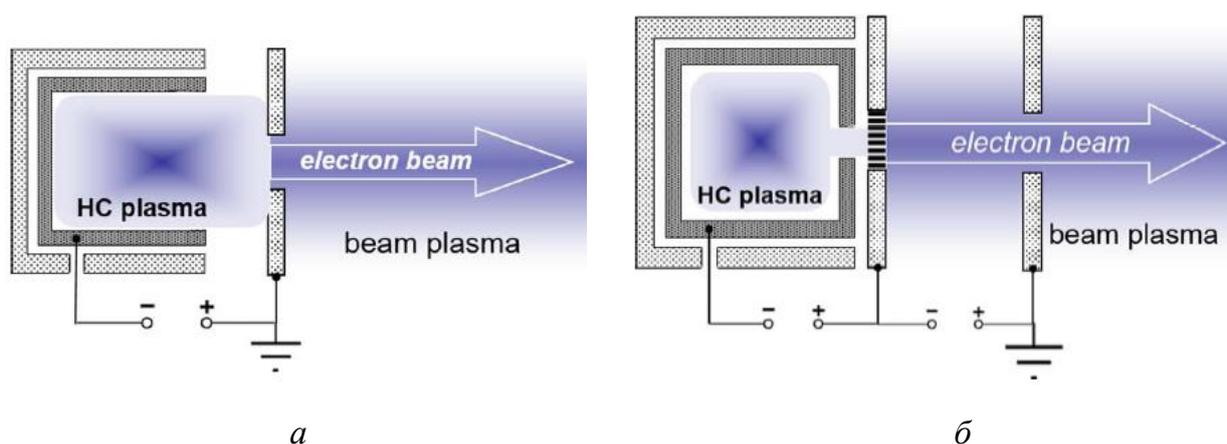


Рисунок 1.14 – Схемы плазменных электронных источников с полым катодом: *а* – на основе высоковольтного тлеющего разряда; *б* – на основе низковольтного тлеющего разряда [49]

В случае высоковольтного источника используется высоковольтный тлеющий разряд – на катод подается отрицательное смещение по отношению к заземленному аноду, затем созданный катодом электронный пучок вводится в зону обработки через отверстие в заземленном аноде. В этой конфигурации энергия электронов и ток пучка определяются приложенным высоким напряжением и давлением и родом рабочего газа или смеси. В основном используется импульсный режим работы источника, когда импульс высокого напряжения подается в течение 1–4 мс при коэффициенте полезного действия 10–40 %. Эти источники достаточно надежны, но им не хватает точного контроля характеристик электронного пучка.

В случае низковольтного источника используется разряд с полым катодом и трехэлектродная разрядно-эмиссионная система, состоящая из полого катода, анода, перекрытого сеткой, и ускоряющего электрода (экстрактора). В этом случае электроны пучка извлекаются из плазмы с полым катодом, а затем ускоряются за счет смещения анода относительно ускоряющего электрода. Таким образом, током пучка и энергией электронов можно управлять независимо.

Диапазон изменения энергии электронов пучка, создаваемых источниками такого типа, не превышает 2 кВ при плотности тока 1–10 мА/см². Кроме того, рис. 15, генерируемый плазменный слой поддерживается продольным магнитным полем до 200 Гс, что накладывает требования к однородности этого поля и ограничивает протяженность транспортировки электронного пучка и возможности генерации плазменного листа большой площади.

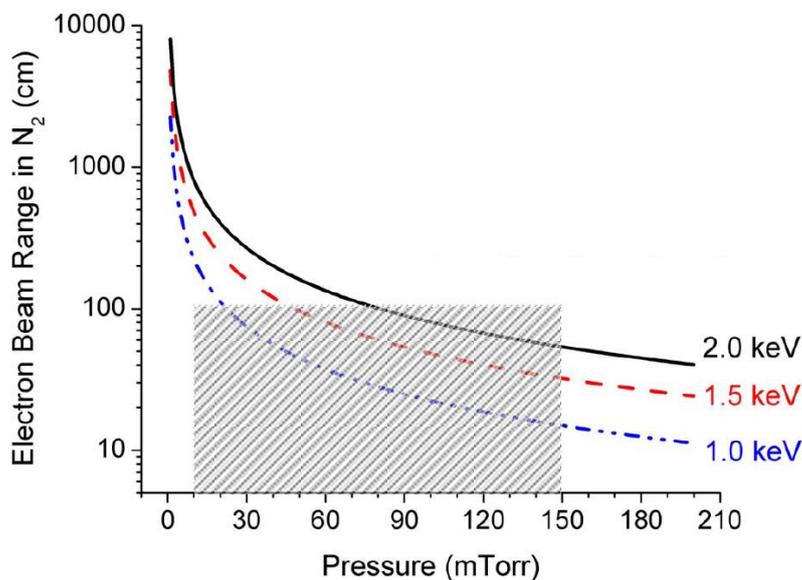


Рисунок 1.15 – Протяженность транспортировки электронных пучков 1–2 кэВ в азоте в зависимости от давления. Заштрихованная область охватывает типичные значения давления и длины системы для приложений обработки, используемых в NLR [49]

Основные задачи, решаемые с помощью представленных источников, заключаются в использовании их для технологий травления кремния и графена [50, 51], азотирования стали [52], обработки полимеров [53].

Типичная установка для проведения процесса травления полиэтилена представлена на рис. 1.16.

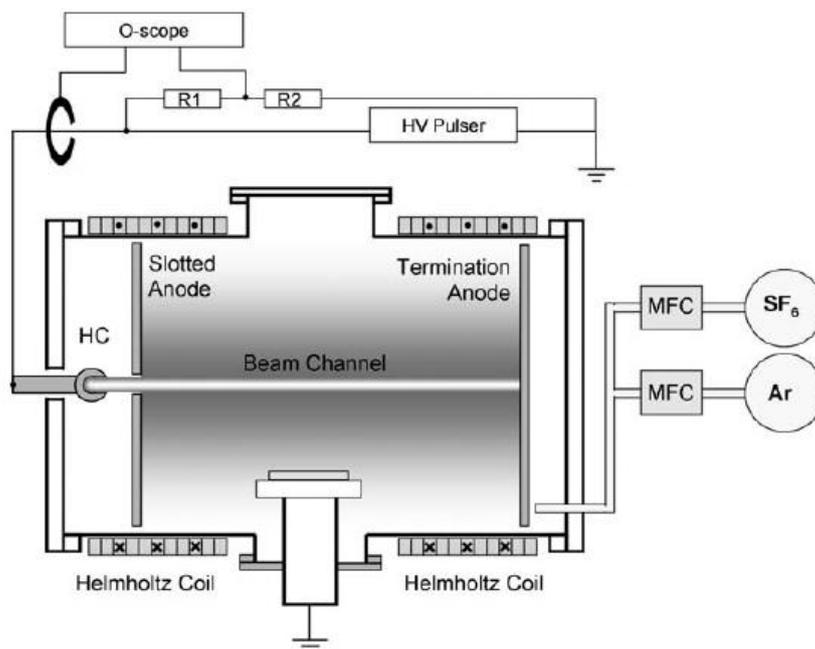


Рисунок 1.16 – Схема системы для плазменной обработки [49]

Генерируемую импульсным электронным пучком плазму, полученную в смесях Ar/SF_6 , использовали для функционализации поверхности сверхвысокомолекулярного полиэтилена. В результате была уменьшена поверхностная энергия на 15–50% и повышена шероховатость примерно от 210 до 480 нм после обработки по сравнению с примерно 170 нм для необработанного образца. Диагностика плазмы показала, что такие изменения связаны с образованием чрезвычайно токсичного фтора. Несмотря на возможность регулировки характеристик поверхности полимеров, получаемый в результате разложения SF_6 фтор ограничивает применение такого метода обработки материалов. Кроме того, использование соединения фтора при травлении полупроводниковых материалов ионами с энергиями в несколько электронвольт не всегда возможно, поскольку образующиеся активные соединения этого элемента влияют на электрофизические свойства обрабатываемых материалов и структур.

При транспортировке в газовой атмосфере электронного пучка с большим током кроме «спокойной» плазмы при определенных условиях возможно формирование более реакционного плазменного образования – пучково-плазменного разряда (ППР).

В работе [54] показана схема плазмохимического реактора, основанного на ППР. Пучковая плазма формируется в вакуумной камере в газовой среде аргона при давлении 0,01–0,1 Па, рис. 1.17.

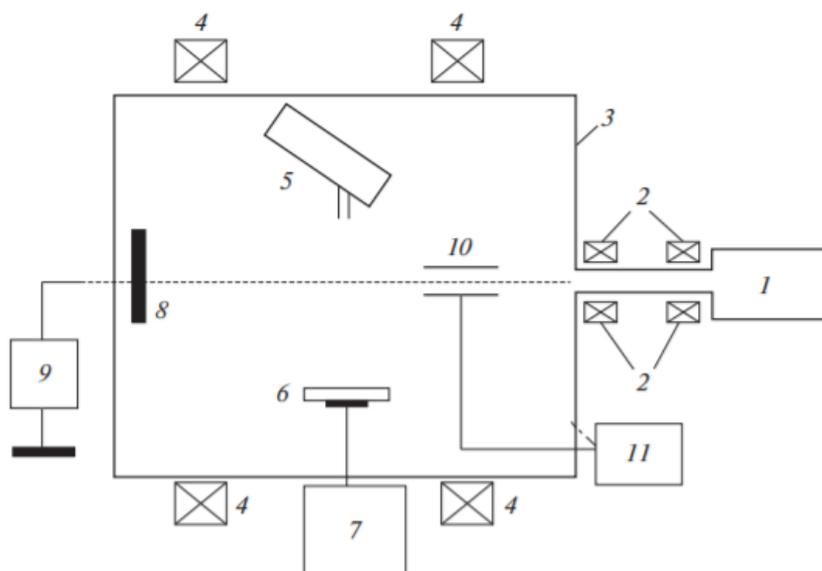


Рисунок 1.17 – Схема реактора с пучково-плазменным разрядом: 1 – электронный инжектор; 2 – катушки магнитного сопровождения пучка; 3 – плазменная камера; 4 – катушки Гельмгольца; 5 – анализатор энергии ионов; 6 – держатель подложки; 7 и 9 – источники питания; 8 – коллектор; 10 – модулирующий электрод; 11 – модулятор [54]

Для удержания плазмы используется продольно – магнитное поле с индукцией до 5 мТл, создаваемое катушками Гельмгольца. Источником электронного пучка является пушка Пирса с плоским термокатодом LaB_6 , генерирующая электронный пучок с энергией электронов 2 кэВ на входе в вакуумную камеру. Ток пучка до 500 мА при диаметре 1–1,5 см. Длительность импульса пучка $\tau = 10\text{--}200$ мс и скважность более трех позволяют избежать перегрева обрабатываемой поверхности и элементов конструкции. На коллектор электронов подается потенциал 0–100 В, задающий потенциал приосевой области плазменного столба и тем самым управляющий энергией ионного потока, ускоряемого из этой области на периферию разряда. В области ППР формируется поток ионов от оси разряда к его периферии с управляемыми энергетическими характеристиками (средней энергией, регулируемой в диапазоне 20–80 эВ, и шириной энергетического распределения потока в пределах 0,1–0,3 от средней энергии) [55, 56]. Благодаря высокой эффективности ионизации в ППР и уходу ионов по нормали к оси разряда в значительной степени решаются проблемы срока службы термокатада и загрязнения плазмы продуктами эрозии катада.

Данный реактор используется для выращивания алмазоподобных пленок [57], технологий травления [58], рис. 1.18, осаждения наноразмерных алмазоподобных пле-

нок [59], получения структурно совершенного графена способом травления монокристаллов природного графита [60].

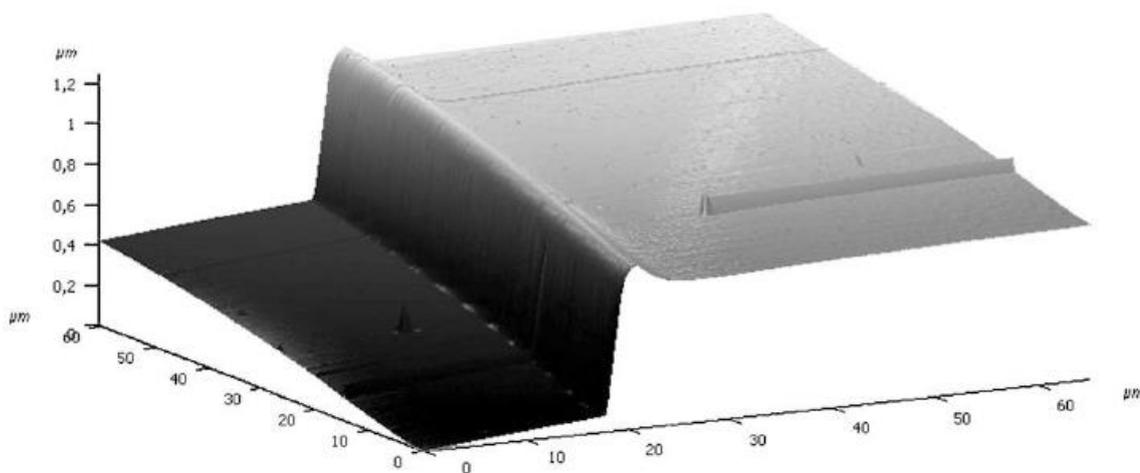


Рисунок 1.18 – АСМ-изображение зоны травления структуры на пластине GaAs [59]

Недостатки описанного плазмохимического реактора состоят в необходимости поддержания низкого вакуума в области обработки, использования для удержания электронного пучка и плазмы магнитного поля. Кроме того, формируемое плазменное образование ограничено размерами электронного пучка, что не позволяет формировать плазму большой площади.

При обработке непроводящих материалов в вакууме зарядка поверхности является негативным фактором, влияющим на образование неконтролируемых электрических полей в диэлектрике. Такие поля искажают траектории электронов или ионов используемых для обработки поверхности, и как следствие приводят к искажению геометрии области обработки, что важно в технологиях травления или осаждения, использующих маску.

Уменьшить влияние зарядки поверхности диэлектрика при его обработке электронным пучком или плазмой позволяет повышение рабочего давления до десятков паскаль. Пучковая плазма, образующаяся при транспортировке электронного пучка при таких давлениях, содержит достаточное количество заряженных частиц обоих знаков для предотвращения накопления существенного заряда на обрабатываемой поверхности. Так, в работах [61, 62] представлен плазмохимический реактор, в котором электронный пучок инжектируется в реакционный объем с давлением 1–1000 Па, рис. 1.19.

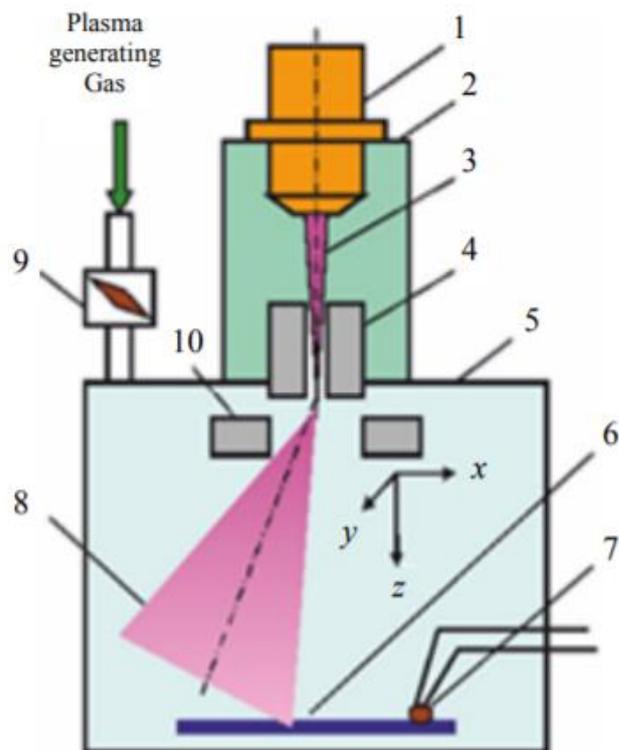


Рисунок 1.19 – Схема обработки пленок хитозана в ЭПП: 1 – электронно-лучевая пушка; 2 – высоковакуумная камера; 3 – электронный пучок; 4 – выводное устройство; 5 – рабочая камера; 6 – пленка хитозана; 7 – датчик температуры; 8 – плазменное облако; 9 – регулируемый натекатель; 10 – отклоняющая система; стрелкой показана подача плазмообразующего газа [61]

Для генерации электронного пучка используется электронно-лучевая пушка триодного типа с термоэмиссионным катодом, изготовленным из LaB_6 . Пушка формирует пучок в высоковакуумной камере с давлением 10^{-3} Па и через газодинамическое выводное окно инжектируется в рабочую (реакционную) камеру с давлением 1–1000 Па, в которую подаются компоненты плазмообразующей среды. Наличие столь существенного перепада давления накладывает требования к энергии электронов пучка, и в данной работе ускоряющее напряжение варьируется от 20 до 60 кВ. Ток пучка может регулироваться в пределах 0–200 мА. Концентрация электронно-пучковой плазмы составляла $8\text{--}10\text{ см}^{-3}$. Для повышения равномерности обработки и регулирования энерговыведения в реакционном объеме внутри камеры устанавливалась электромагнитная отклоняющая система, позволяющая осуществлять сканирование по кругу рассеянным электронным пучком.

С помощью описанной установки проводился плазменно-стимулированный синтез оксидов на внутренней поверхности титановых труб [63], при производстве биологически активных веществ и лекарственных средств [64, 65], при обработке биополимеров [66], модификации тонких пленок хитозана в электронно-пучковой плазме [67] и других процессах, связанных с обработкой биоактивных материалов. Во всех случаях использование электронно-пучковой плазмы приводит к изменению физико-химических свойств обработанной поверхности. В частности, при обработке хитозана происходит плазмохимическая модификация поверхности пленок полисахаридов, снижение кристалличности, увеличение содержания кислородсодержащих полярных групп, существенно повышается гидрофильность обработанных пленок, которая сохраняется в течение по крайней мере трех недель с момента модификации.

Существенным недостатком такого плазмохимического реактора является большое различие между давлениями в областях, где происходит генерация электронного пучка, и областью его применения. Перепад давлений составляет несколько порядков, и для его создания авторы используют газодинамическое выводное окно, наличие которого существенно усложняет конструкцию и повышает требования к вакуумному оборудованию и плазмохимическому реактору. Кроме того, при инъекции узко сфокусированного электронного пучка в рабочую камеру однородность создаваемой пучковой плазмы крайне низкая, поскольку она в основном образуется вдоль электронного пучка. Высокие давления приводят к значительной расходимости электронного пучка вдоль его транспортировки, и глубина проникновения электронного пучка и соответственно область генерации пучковой плазмы в рабочей камере не превышает 15 см.

Ленточные электронные источники, генерирующие электронные пучки с энергией в диапазоне 0,5–10 кВ и током от 0 до 200 мА в области давлений в единицы и десятки, разрабатываются на кафедре физики в ТУСУРе. Конструктивно электронные источники, как и в системах LAPPS, представляют собой трехэлектродную систему. Протяженный полый катод в виде полого параллелограмма и плоский анод с эмиссионным окном, перекрытым металлической мелкоструктурной сеткой, формируют разрядный промежуток электронного источника, рис. 1.20 [68]. Особенность источника заключается в уникальной форме ускоряющего узла, которая позволяет предотвратить пробой ускоряющего промежутка по так называемым «длинным путям» и обеспечивает электрическую прочность при давлениях до 30 Па при ускоряющем напряжении 10 кВ.

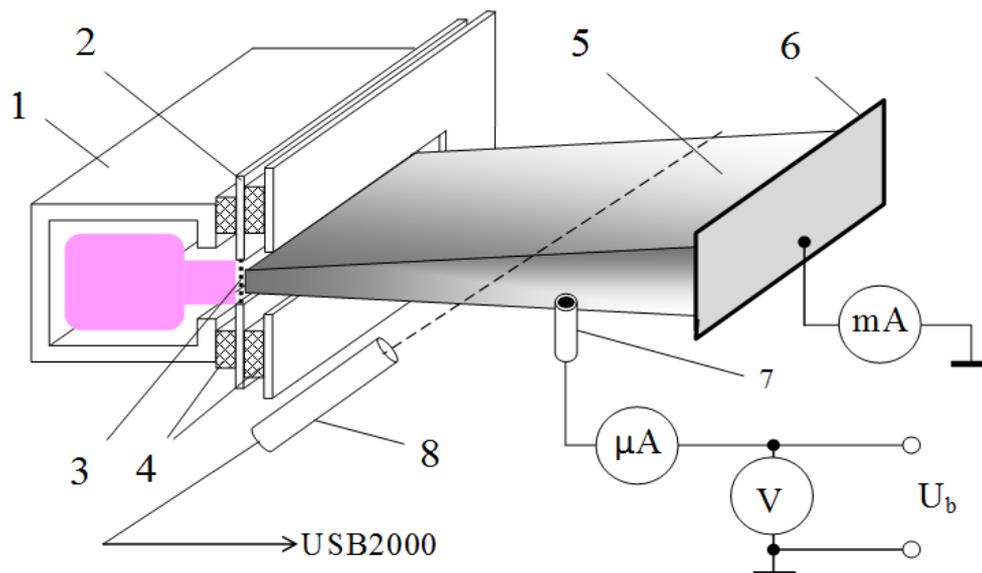


Рисунок 1.20 – Схема экспериментальной установки: 1 – протяженный полый катод; 2 – анод; 3 – экстрактор; 4 – изоляторы; 5 – электронный пучок; 6 – коллектор; 7 – одиночный зонд; 8 – спектрометр; поперечный размер пучка $10 \times 1 \text{ см}^2$, длина образованной пучковой плазмы 40 см [68]

Особенностью таких источников является работа в непрерывном режиме. Ввиду использования плазменного катода в качестве эмиттера электронов отсутствует необходимость создания перепада давлений между электронным источником и рабочей камерой. Кроме того, вставки в ускоряющий электрод особой конфигурации позволяют получать слаборасходящийся электронный пучок в отсутствие транспортирующего продольного магнитного поля [69]. Угол расходимости электронного пучка не превышает 10 град. Поперечные размеры электронного пучка, формируемого таким электронным источником, $100 \times 10 \text{ мм}^2$, протяженность участка транспортировки пучка в рабочей камере до коллектора 50 см. В работе [69] показана возможность генерации плазмы в двух режимах – спокойная плазма и с зажиганием ППР. Режим спокойной плазмы реализуется при относительно малых токах 150–200 мА, концентрация пучковой плазмы аргона при этом не превышает $5 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-3}$, температура электронов 0,5 эВ, рис. 1.21, область I.

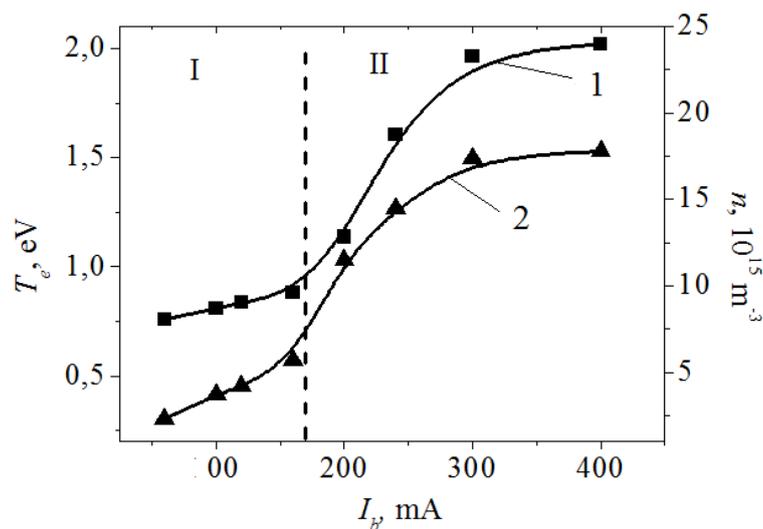


Рисунок 1.21 – Зависимость температуры электронов (кривая 1) и концентрации пучковой плазмы (кривая 2) от тока пучка. Давление 7 Па [70]

Повышение тока пучка в два раза приводит к резкому увеличению концентрации и температуры электронов плазмы до $1,5 \cdot 10^{16} \text{ м}^{-3}$ и 2 эВ (область II) соответственно. Повышение концентрации сопровождается также усилением интенсивности свечения плазмы. Указанные результаты, а также смещение максимума энергии электронов пучка в область более низких энергий указывают на зажигание пучково-плазменного разряда при взаимодействии электронного пучка и созданной им плазмы. В формируемом при этом плазменном образовании типа «плазменный лист» концентрация плазмы и температура электронов составляют $\sim 10^{16} \text{ м}^{-3}$ и 1–2,5 эВ, соответственно. Достигнутые значения параметров и размеров плазмы позволяют использовать ее в технологиях поверхностной модификации различных изделий с плоской протяженной формой.

1.4 Выводы и постановка задач исследований

Источники электронов способны генерировать электронные пучки с поперечным сечением от единиц до десятков квадратных сантиметров в атмосфере различных газов. Для формирования электронных пучков могут быть использованы электронные источники на основе термоэмиссионных или плазменных катодов. В случае использования термоэмиссионного катода возникает необходимость создания перепада давлений между областью формирования электронного пучка и объемом рабочей камеры. Перепад давлений может достигать трех порядков величины, что существенно усложняет технологическую установку. Формируемые с помощью такого типа источников электронные пучки имеют малый диаметр для возможности их транспортировки через систему газодинамических окон. В случае повышения диаметра пучка снижается перепад давлений между областью его генерации и рабочим объемом вакуумной камеры. Источники с плазменным катодом позволяют формировать электронные пучки в отсутствие перепада давлений. Кроме того, такие источники не критичны к составу газовой атмосферы и броскам давления, возникающим за счет газовыделения в процессе обработки материалов.

При инжекции электронного пучка в газовую среду за счет ионизации атомов газа создается пучковая плазма, параметры которой определяются параметрами электронного пучка, давлением и составом газовой атмосферы. Уникальность электронно-пучковой плазмы заключается в низком значении температуры электронов и возможности регулирования концентрации плазмы вне зависимости от величины электронной температуры. При этом для генерации пучковой плазмы большой площади требуется использование электронных пучков с большим сечением, в частности ленточных. Пучковая плазма большой площади может быть использована в технологиях модификации поверхности непроводящих материалов, однако во многих случаях требуется компенсация заряда поверхности. Одним из способов снижения влияния зарядки поверхности заключается в повышении давления в рабочей камере до единиц и десятков паскалей. В таком диапазоне давлений наиболее оптимально использование так называемых форвакуумных плазменных электронных источников.

Несмотря на значительный объем работ по исследованию, разработке и применению форвакуумных плазменных источников ленточных электронных пучков, для успешного развития и расширения области применения этих устройств требуются постановка и проведение дальнейших исследований.

Основные задачи настоящей диссертационной работы заключаются в следующем:

– исследование особенностей процесса инициирования в форвакуумной области давлений эффекта полого катода в разрядно-эмиссионной системе с прямоугольным протяженным полым катодом;

– исследование влияния многоапертурной системы извлечения на процессы эмиссии электронов из плазмы, формирования и ускорения ленточного электронного пучка, а также на однородность распределения плотности тока пучка;

– оптимизация конструктивных элементов разрядной и эмиссионной ускорительной систем форвакуумного плазменного источника ленточного пучка электронов, обеспечивающих повышение ресурса устройства;

– демонстрация возможности применения ленточного электронного пучка, генерируемого форвакуумным плазменным источником, для создания пучковой плазмы и ионно-плазменной модификации диэлектрических материалов.

ГЛАВА 2 ТЕХНИКА И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

2.1 Экспериментальная установка

Внешний вид вакуумной установки с установленным на ней форвакуумным плазменным источником ленточного пучка электронов на основе разряда с протяженным полым катодом, источниками электропитания, диагностическим оборудованием и системой вакуумной откачки представлен на рис. 2.1.

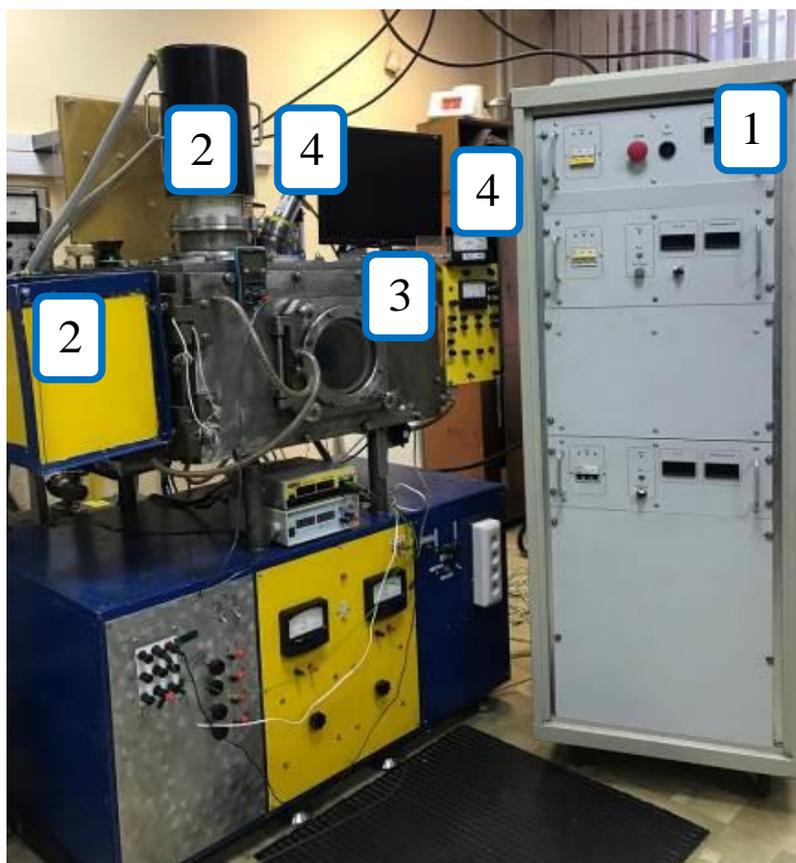


Рисунок 2.1 – Внешний вид экспериментальной установки: 1 – источники электропитания; 2 – форвакуумный плазменный источник электронов; 3 – вакуумная камера; 4 – диагностическое оборудование

2.1.1 Вакуумная камера с системой откачки

Вакуумная камера с размерами $70 \times 70 \times 40$ см³ была изготовлена из немагнитной нержавеющей стали. Стенки камеры имели полости для охлаждения их водой. Толщина стенок с учетом водяной рубашки охлаждения составляла 20 мм. Наличие толстых стенок камеры позволяло обеспечить защиту персонала от тормозного рентгеновского излучения при энергии электронов до 25 кэВ. Наблюдение за процессами внутри каме-

ры осуществлялось через смотровое окно, оснащенное свинцовым стеклом марки ТФ-5 толщиной 15 мм и оргстеклом толщиной 15 мм. Наличие свинцового стекла также было необходимо для защиты от рентгеновского излучения. Установка форвакуумного плазменного источника осуществлялась на верхнем либо боковом фланце вакуумной камеры.

Откачка камеры производилась форвакуумным насосом VocEdwards 80М, скорость откачки которого $80 \text{ м}^3/\text{ч}$ позволяла создать в камере вакуум порядка 3–4 Па за время не более 15 мин. Установка требуемого рабочего давления в пределах 5–50 Па осуществлялась ручным натекателем VocEdwards LV10К.

2.1.2 Форвакуумный плазменный источник электронов на основе разряда с протяженным полым катодом

Форвакуумный плазменный источник ленточного пучка электронов, 3D модель и внешний вид которого приведены на рис 2.2–2.3, состоял из протяженного полого катода *1* с водяной рубашкой охлаждения, плоского анода *2* и ускоряющего электрода *3* (экстрактора). Все электроды были изготовлены из немагнитной нержавеющей стали. Электрическая изоляция электродов осуществлялась за счет использования капролоновых изоляторов. Крепление электродов осуществлялось с помощью болтовых соединений с использованием изолирующих втулок, изготовленных также из капролона.

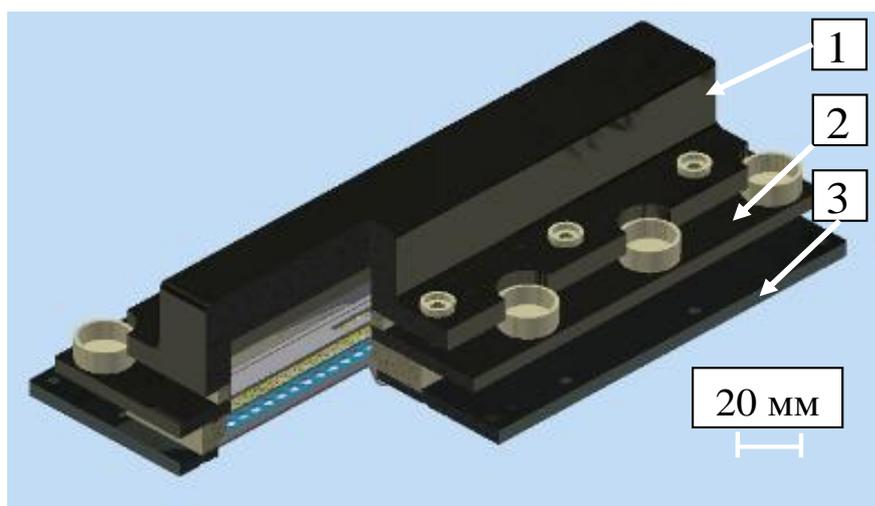


Рисунок 2.2 – Источник электронов: *1* – протяженный полый катод; *2* – анод; *3* – ускоряющий электрод



Рисунок 2.3 – Внешний вид источника электронов: 1 – протяженный полый катод; 2 – анод; 3 – ускоряющий электрод

Полый катод разрядной системы плазменного источника электронов представлял собой прямоугольный водоохлаждаемый короб 1 имеющий вставку для изменения размеров выходной щели катода 2, рис. 2.4. Внутренние размеры катодной полости составляли $120 \times 30 \times 70 \text{ мм}^3$.

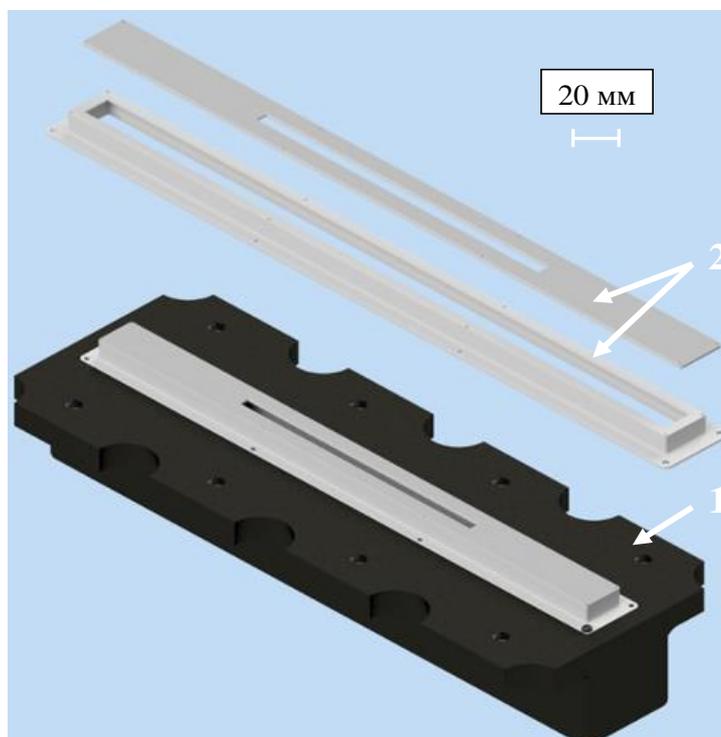


Рисунок 2.4 – Полый катод разрядной системы плазменного источника электронов: 1 – полый катод со вставками; 2 – вставки в полый катод отдельно

Вставка 2, показанная на рис 2.4, состояла из двух частей, одна из которых была заменяемой и изготовлена в виде пластины с протяженной щелью, длину l и ширину d которой можно было изменять в результате установки соответствующих вкладышей в пределах от 0,4 до 100 мм и от 0,4 до 2 мм соответственно. Внешний вид ставки с размерами щели 2×120 мм представлен на рис 2.5.

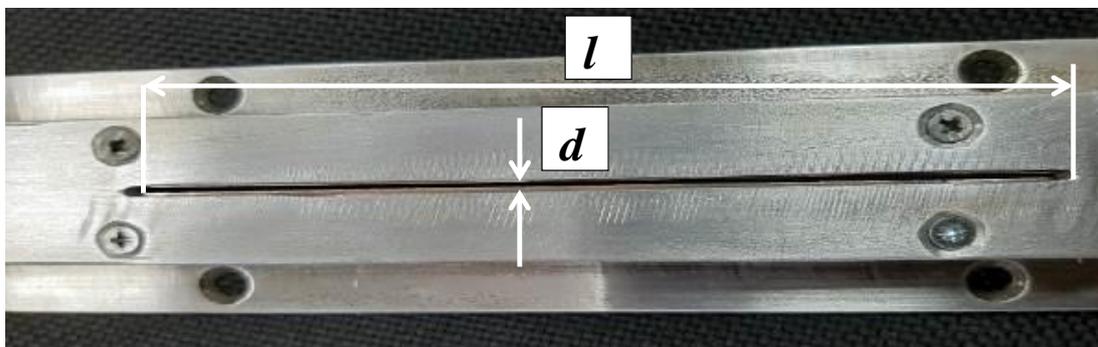


Рисунок 2.5 – Внешний вид вставки в полый катод

Анодный узел разрядной системы плазменного источника электронов представляет собой прямоугольную рамку 1, рис. 2.6. В средней части анодной рамки имелась возможность установки протяженной пластины с прямоугольной щелью 2, либо пластины с множеством отверстий. Для фиксации положения плазменной границы окно в аноде также перекрывалось мелкоструктурной вольфрамовой сеткой 2 с размером ячейки $0,36 \text{ мм}^2$ и геометрической прозрачностью 50 %. Для исследования связи параметров электронного пучка и эмиссионной плазмы длина эмиссионного окна в аноде 2 изменялась от 2 до 30 см. Результаты этих исследований представлены в разд 3.2.1.

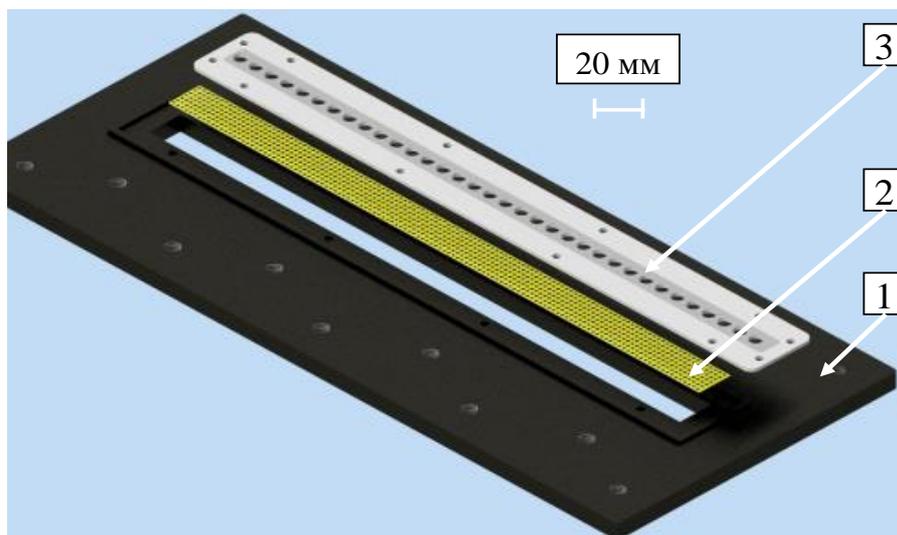


Рисунок 2.6 – Анодный узел источника электронов: 1 – прямоугольная рамка; 2 – эмиссионная сетка; 3 – полированные пластины

В экспериментах длина эмиссионного окна в аноде составляла 2, 4, 6, 8, 10, 15, 20 и 30 см. В разделе 3.2.2 представлены результаты влияния геометрии многоапертурной системы на однородность формируемого ленточного электронного пучка. Эмиссионное окно в аноде в эксперименте перекрывалось перфорированной пластиной толщиной 1 мм, содержащей 50 отверстий диаметром $d_a=3,5$ мм, расположенных в средней части пластины вдоль ее длинной стороны. Внешний вид полированных пластин показан на рис. 2.7.

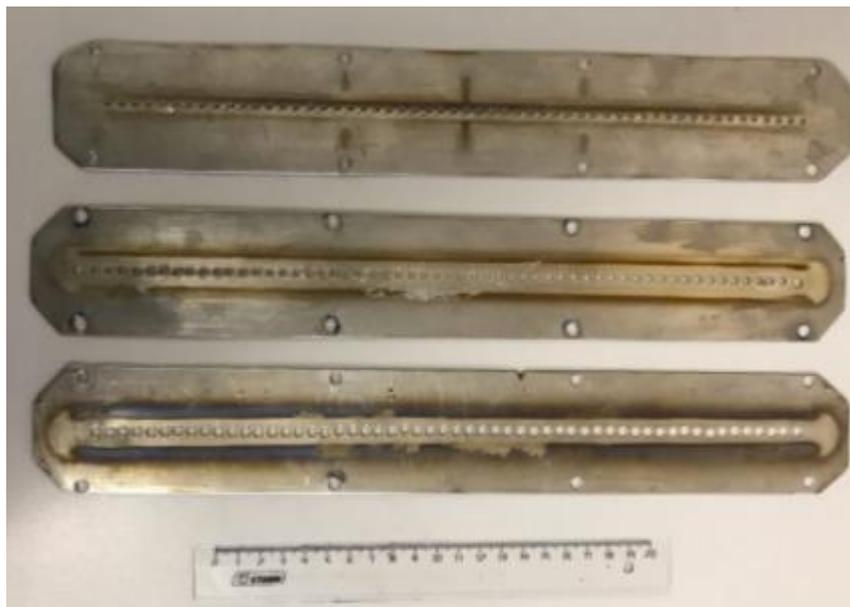


Рисунок 2.7 – Внешний вид перфорированных пластин в аноде

Ускоряющий электрод (экстрактор) форвакуумного плазменного источника электронов состоял из базового фланца 1 рис. 2.8, на котором держится вся конструкция электронного источника, и пластин экстрактора 2, крепящихся с помощью шпилечного соединения 3. Такая конструкция узла ускоряющего электрода позволяет легко изменять протяженность ускоряющего промежутка, что необходимо на этапе настройки электронного источника. Конструктивное исполнение системы ускорения пучка выполнено таким образом, чтобы предотвратить зажигание в ускоряющем промежутке разряда по так называемым «длинным путям» и таким образом обеспечить возможность ускорения электронов в форвакуумной области давлений.

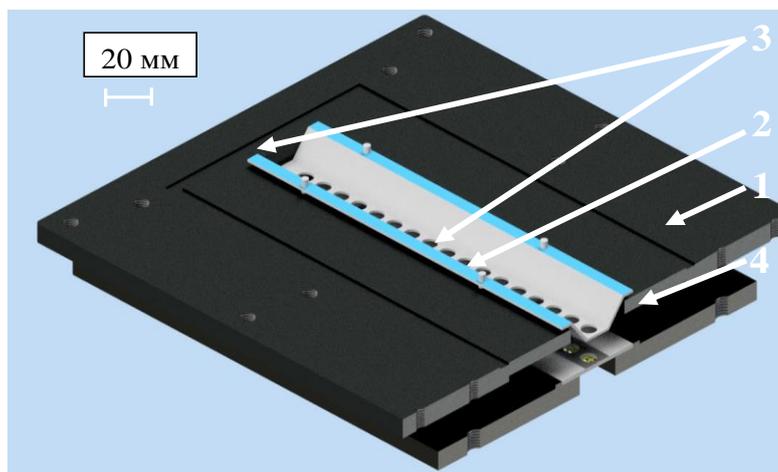


Рисунок 2.8 – Ускоряющий электрод форвакуумного плазменного источника электронов: 1 – базовый фланец; 2 – экстрактор, 3 – шпильчатое соединение, 4 – анод

В разд. 3.2.2 представлены результаты исследования влияния геометрии многоапертурной системы на однородность формируемого ленточного электронного пучка. Для выполнения этой части работы в экстракторе имелась возможность установки съемной вставки с отверстиями, расположенными соосно с каждым отверстием анодной пластины. Диаметр отверстий в экстракторной пластине d_e составлял 3,5; 4,5; 5,5 мм, рис 2.9. Расстояние между пластиной в аноде и экстрактором l_e варьировалось от 2,5 до 10 мм (см. рис 2.8).



Рисунок 2.9 – Экстрактор форвакуумного плазменного источника электронов

Зажигание тлеющего разряда между катодом и анодом осуществлялось следующим образом. Вакуумная камера откачивалась до давления 10–20 Па, затем на промежуток анод–катод подавалось напряжение от источника питания разряда. При напряжении

порядка 600–1000 В в зависимости от давления зажигался тлеющий разряд, практически сразу переключаясь в режим горения с полым катодом.

Для формирования электронного пучка к аноду электронного источника относительно «земли» прикладывалось ускоряющее напряжение отрицательной полярности. Для стабилизации плазменной границы и предотвращения проникновения плазмы из области разряда в ускоряющий промежуток выходное отверстие в аноде перекрывалось мелкоструктурной вольфрамовой сеткой.

В разд. 3.3 представлены результаты обработки полиэтилена в пучковой плазме, генерируемой форвакуумным плазменным электронным источником. Параметры электронного ленточного источника представлены в табл. 2.1.

Таблица 2.1 – Параметры форвакуумного плазменного электронного ленточного источника

Параметр	Значение
Ток пучка, мА	10 – 300
Поперечное сечение пучка, мм ²	10×150
Энергия электронов пучка, кэВ	2–10
Режим работы	непрерывный
Рабочий газ	Гелий, азот, кислород, аргон и др
Давление газа в вакуумной камере, Па	5–50
Расстояние до мишени, см	15–50
Неоднородность в поперечном направлении, %	10

2.1.3 Источники электропитания

Стойка для электропитания СЭ-1 плазменного источника электронов была изготовлена с учетом специфики нагрузки, которой являются тлеющий разряд с полым катодом и ускоряющий промежуток плазменного электронного источника. СЭ-1 представляет собой единый энергетический блок, состоящий из блока питания непрерывного разряда (БПНР), высоковольтного источника питания (ВИП), панели управления и индикации (ПУИ) и баков, наполненных трансформаторным маслом, размещенных в шкафу, выполненному по 19-дюймовому стандарту.

Блок – схема стойки электропитания показана на рис. 2.10.

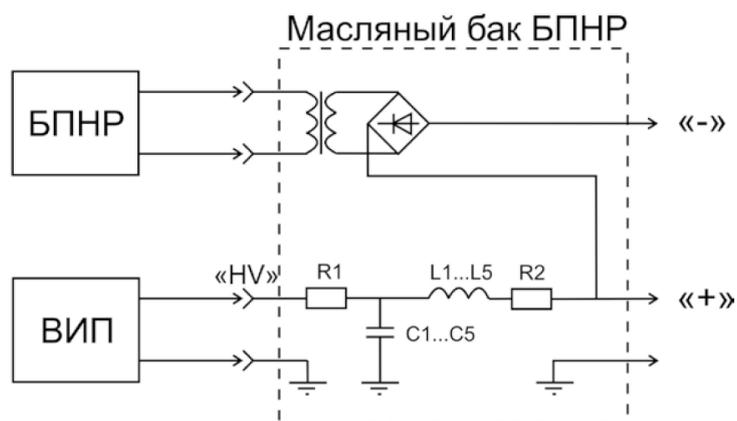


Рисунок 2.10 – Блок – схема стойки электропитания СЭ-1

Технические характеристики стойки электропитания приведены в табл. 2.2.

Таблица 2.2 – Технические характеристики

Параметр	Значение
Питающая сеть	Трехфазная, переменного тока
Частота питающей сети, Гц	50
Напряжение питающей сети, В	380
Напряжение холостого хода, кВ	Не менее 2
Диапазон изменения тока разряда, А	0–1,5
Выходное напряжение при токе разряда 1,5 А, кВ	Не менее 1
Диапазон регулировки выходного напряжения, кВ	0–20
Максимальный ток в нагрузке, мА	500
Габариты стойки электропитания, мм	600 × 650 × 1650
Время непрерывной работы при температуре окружающего воздуха +20 °С, ч	2
Температура окружающего воздуха, °С	5–25
Относительная влажность воздуха, %	45–85
Атмосферное давление, мм рт. ст.	630–800

Высоковольтный источник питания представляет собой стабилизатор напряжения, выполненный на основе автономного инвертора. Постоянство напряжения на выходе поддерживается схемой управления с помощью системы обратной связи. В источнике используется схема управления, которая обеспечивает регулирование, стабилизацию напряжения и тока источника питания. Система защиты силового модуля состоит из датчика короткого замыкания силовой цепи и датчика перегрева силового модуля. При срабатывании датчиков повторный запуск устройства возможен только после снятия напряжения питания. Гибридные интегральные схемы осуществляют опторазвязку управляющего сигнала и при появлении токов короткого замыкания в силовых цепях модуля запускают режим безопасного выключения транзисторов с одновременной передачей сигнала ошибки на датчик короткого замыкания. Для снижения броска тока при заряде конденсаторов сетевого фильтра используется схема мягкого старта.

На рис. 2.11 приведена схема лицевой панели СЭ-1. Подача сетевого напряжения на ПУИ осуществляется включением автомата 1.

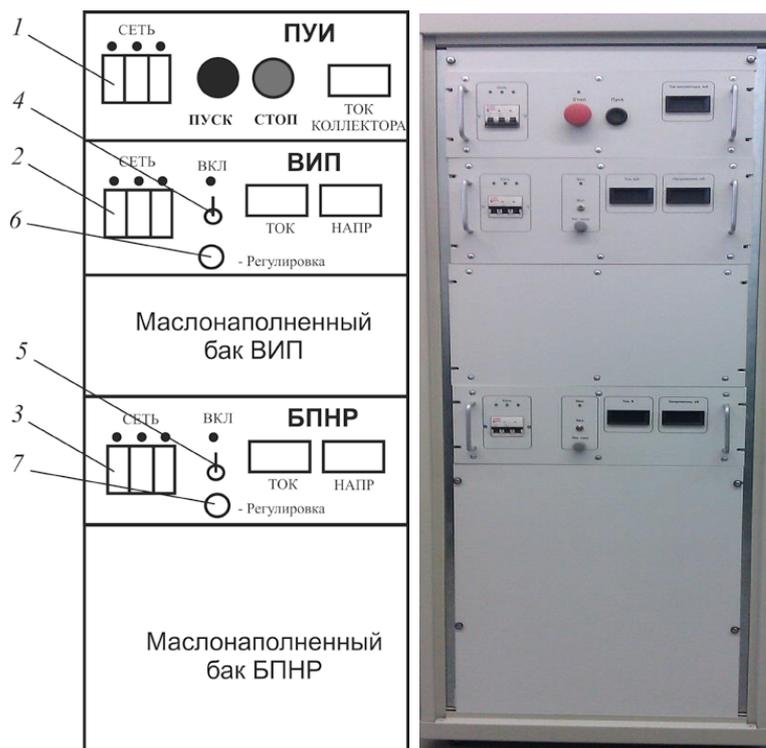


Рисунок 2.11 – Схема и фотография лицевой панели энергетического блока. 1 – автомат для подачи сетевого напряжения на ПУИ; 2, 3 – автоматы для подачи сетевого напряжения на силовые части источников питания; 4, 5 – тумблеры для запуска источников питания; 6, 7 – ручки «Регулировка» для изменения напряжения на выходных клеммах СЭ-1

2.2 Диагностика параметров электронного пучка и плазмы

Измерение плотности тока электронного пучка осуществлялось перемещаемым коллектором тока, а измерение параметров плазмы с помощью электрических зондов, а также методами оптической спектроскопии.

2.2.1 Измерение плотности тока пучка

Для измерения распределения плотности тока электронного пучка использовался специально сконструированный перемещаемый коллектор тока (измерительный зонд). Измерительный зонд рис. 2.12 состоял из защитной металлической трубки 1 диаметром 12 мм и длиной 20 см с продольной прорезью 2 шириной 2 мм для прохождения электронов пучка 5.

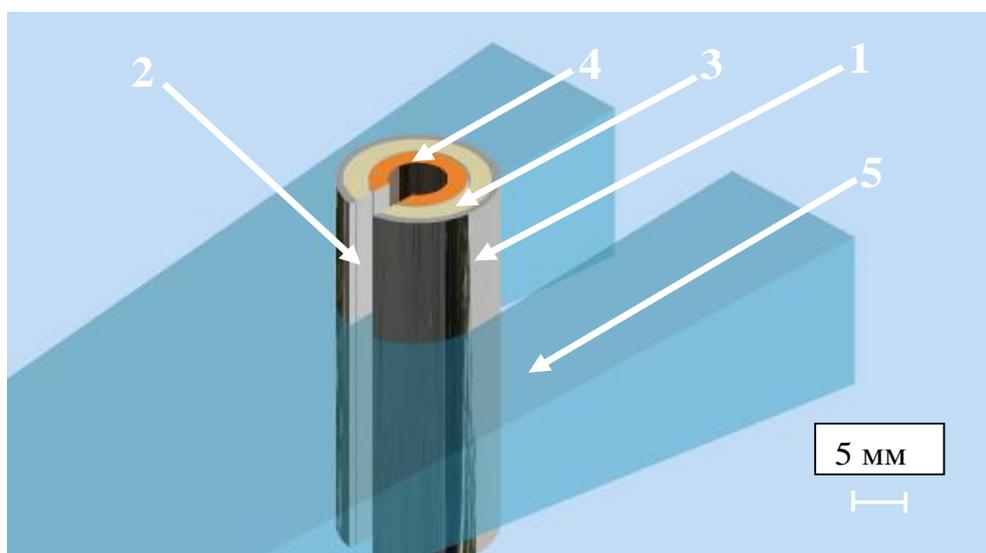


Рисунок 2.12 – Внешний вид измерительного зонда: 1 – защитная металлическая трубка; 2 – продольная прорезь; 3 – керамическая изолирующая трубка; 4 – приемная медная трубка; 5 – электронный пучок

Внутри трубки устанавливались керамическая изолирующая трубка 3 и приемная медная трубка 4. В каждой из трубок изготавливалась продольная прорезь. Трубки фиксировались таким образом, чтобы электроны пучка при прохождении через продольную прорезь шириной 2 мм собирались внутренней поверхностью медной трубки, сигнал с которой подавался на измерительный безындуктивный резистор номиналом 10 кОм и регистрировался осциллографом Tektronix TDS 2004B. Схема подключения представлена на рис. 2.13.

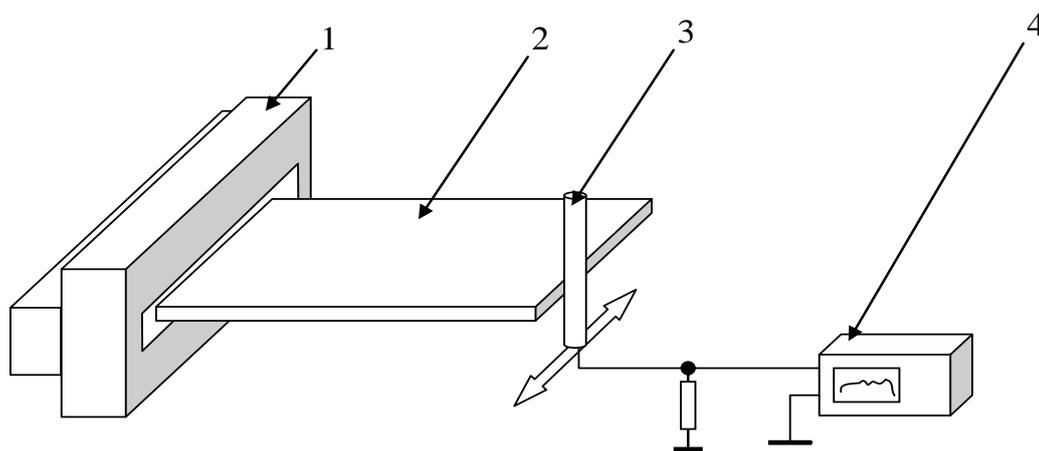


Рисунок 2.13 – Схема измерений и подключения осциллографа: 1 – форвакуумный плазменный электронный источник; 2 – электронный пучок; 3 – коллектор электронного пучка; 4 – осциллограф

Типичный вид сигнала с осциллографа представлен на рис. 2.14.



Рисунок 2.14 – Характерный сигнал с осциллографа при измерении распределения плотности тока электронного пучка

2.2.2 Измерение параметров плазмы зондовыми методами

К основным параметрам плазмы относятся концентрация заряженных частиц n_i и n_e , температура электронов T_e (в допущении, что электроны имеют максвелловское распределение по энергиям) или функция распределения электронов по энергиям, а также потенциал плазмы относительно анода, катода или других электродов разрядно-эмиссионной системы. Знание этих параметров позволяет понять основные физические

процессы, происходящие в плазме, и прогнозировать параметры электронного пучка плазменного источника.

Среди широкого спектра методов плазменной диагностики зондовый метод является одним из наиболее простых и эффективных, и его использование обеспечивает измерения параметров плазмы с достоверностью и точностью, вполне достаточной для многих применений плазмы. Зонд представляет собой металлический электрод небольших размеров, помещенный в плазму. Обычно зонд связан через источник питания с одним из электродов разрядной камеры (опорным электродом). Это может быть катод или анод. Для определения параметров плазмы снимается зондовая характеристика – зависимость тока на зонд от напряжения, подаваемого на зонд. Важно также отметить, что по одной зондовой характеристике можно определить практически все параметры плазмы.

В данной работе для исследования параметров плазмы использовались разные варианты реализации зондовой методики с применением одиночных и двойных зондов. В качестве одиночного зонда использовался зонд с охранным кольцом, рис. 2.15. Наличие охрannого кольца позволяло снизить краевой эффект и получать более резкие участки насыщения на зондовых ВАХ. В этом устройстве собирающая поверхность зонда разделена на две части: центральный круг – медный диск диаметром 3 мм и периферийное кольцо – было изготовлено из медной трубки диаметром 5 мм, расстояние между кромкой приемной части зонда и охранным кольцом составляло 0,5 мм.

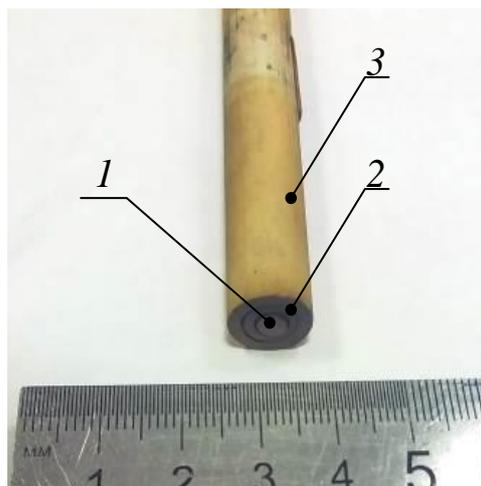


Рисунок 2.15 – Внешний вид одиночного ленгмюровского зонда с охранным кольцом: 1 – приемная поверхность зонда; 2 – охрannое кольцо; 3 – защитная керамическая трубка

Обе части зонда электрически разделены между собой, но имеют одинаковый потенциал. Это делает возможным отдельное измерение тока на каждую часть зонда. При снятии вольт-амперной характеристики зонда ток на центральную часть принимается с неизменной поверхности плазмы, а увеличение тока за счет роста собирающей поверхности плазмы имеет место лишь на периферийной кольцевой части зонда. Таким образом, благодаря неизменной собирающей поверхности зондовая характеристика центральной части имеет резко выраженные участки насыщения как на ионной, так и на электронной ветвях.

Зонд устанавливался за эмиссионной сеткой вне разрядного промежутка на устройстве перемещения. Концентрация плазмы оценивалась по величине ионного тока насыщения, приходящегося на зонд. Отрицательное смещение на зонд подавалось от источника стабилизированного напряжения. Типичный вид вольт-амперной характеристики зонда представлен на рис. 2.16.

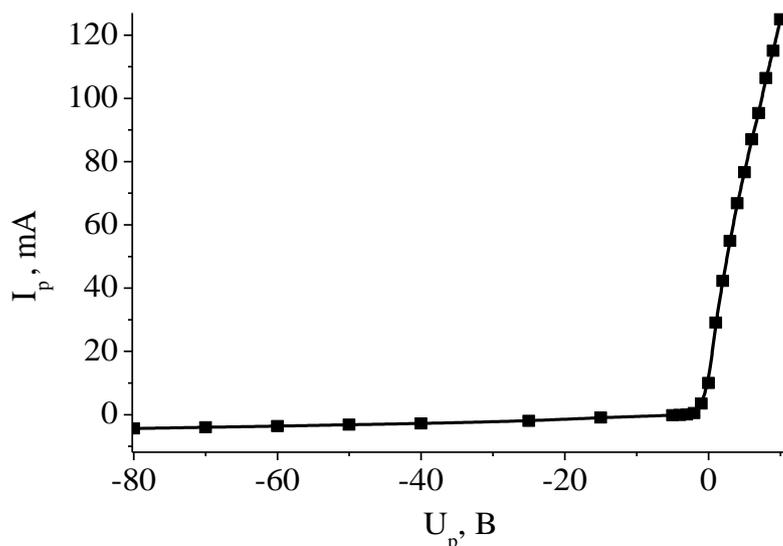


Рисунок 2.16 – Вольт-амперная характеристика одиночного ленгмюровского зонда. Давление $p = 8$ Па (воздух), ток разряда 200 мА

Одиночный зонд использовался для измерения концентрации разрядной плазмы. Для измерения концентрации плазмы, формируемой в результате ионизации газа ускоренными электронами пучка, использовался метод двойного зонда. Применение такого типа зонда позволяет измерять параметры плазмы в отсутствие опорного электрода, а также в условиях СВЧ- и ВЧ-колебаний, которые могут возникать при развитии пучково-плазменного разряда в области транспортировки электронного пучка [70].

Метод двойного зонда для исследования плазмы заключается в помещении в плазму двух одинаковых зондов и подаче между ними напряжения. Минимальное расстояние между зондами определяется тем расстоянием, на котором еще отсутствует экранирование одного зонда другим. Схема измерений показана на рис. 2.17.

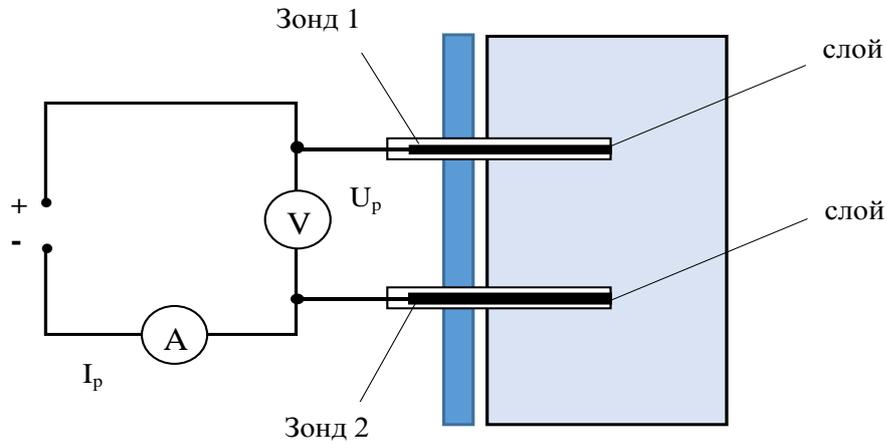


Рисунок 2.17 – Схема подключения двойного зонда

Для исследований использовались зонды, изготовленные из вольфрамовых проволок диаметром 1 мм и длиной 4 мм. Типичный вид ВАХ двойного зонда изображен на рис. 2.18. Несимметричный вид ВАХ, вероятно, связан с некоторым различием потенциала плазмы в местах расположения зондов, а также неполной идентичностью самих зондов.

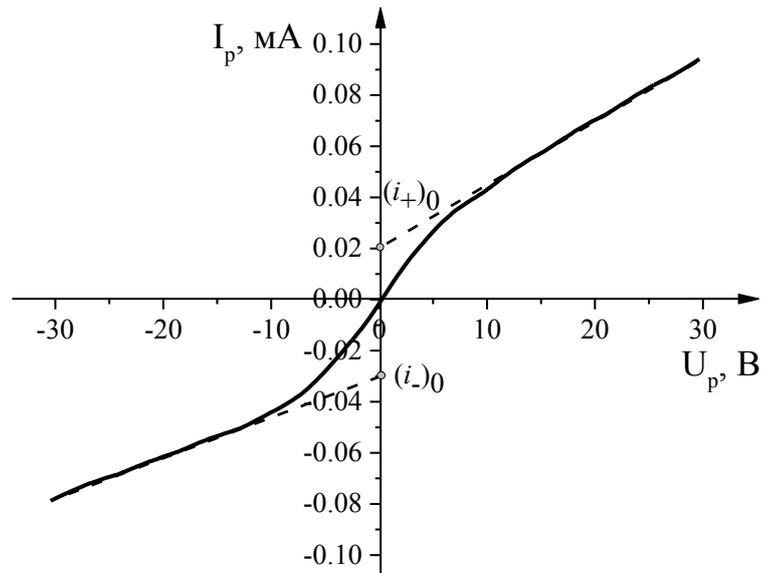


Рисунок 2.18 – ВАХ двойного зонда

Расчет параметров плазмы осуществлялся путем аппроксимации прямыми наклонных участков зондовой характеристики. Далее определялись точки пересечения прямых с вертикальной осью I , рассчитывались углы наклона и угловые коэффициенты прямых. Значение производной тока $\left(\frac{di}{dU}\right)_0$ в точке пересечения ВАХ с осью токов рассчитывалось программным методом.

Расчет электронной температуры производился по формуле [71]:

$$T_e = \frac{e \cdot (i_+)_0}{\left(\left(\frac{di_+}{dU}\right)_0 - 2\left(\frac{di}{dU}\right)_0\right) \cdot k} \quad (2.1)$$

где k – постоянная Больцмана; T_e – электронная температур; e - элементарный заряд; $(i_+)_0$ – точка пересечения линейной экстраполяции левой пологой части ВАХ с осью i ; $\left(\frac{di_+}{dU}\right)_0$ – угловой коэффициент зависимости тока i_+ левой пологой зависимости ВАХ зонда;

$\left(\frac{di}{dU}\right)_0$ – тангенс угла наклона характеристики в области начала координат (производная полного тока в точке с потенциалом $U=0$).

Концентрация электронов определялась по формуле [71]

$$n_e = \frac{i_+}{0.4 \cdot S_z \cdot e \cdot \sqrt{\frac{k \cdot T_e}{M_i}}} \quad (2.2)$$

где M_i – масса иона; S_z – площадь поверхности зонда.

2.2.3 Спектрометрические измерения параметров плазмы

Диагностика плазмы с помощью исследования испускаемого ею излучения относится к дистанционным методам исследования. Преимущества спектроскопической диагностики в существенно меньших возмущениях, вносимых исследуемым зондом (в данном случае приемником излучения) в плазму. Расположение приемника вне плазмы позволяет снизить влияние измерений на параметры и, кроме того, проводить дистанционные измерения. В настоящей работе для проведения спектроскопических исследований

использовался спектрометр Ocean Optics USB2000, США. Диапазон спектральной чувствительности спектрометра захватывал ультрафиолетовую область и видимый спектр 200–800 нм, разрешение прибора 0,3 нм. Для сбора излучения использовалась тонкая собирающая кварцевая линза диаметром 5 мм. В фокальной плоскости линзы располагался приемный конец оптоволоконного кабеля, второй конец кабеля подключался к спектрометру, рис. 2.19. Одновременно для измерения концентрации плазмы вблизи эмиссионной поверхности использовалась зондовая методика, описанная выше. Расположение зонда при исследовании разрядной плазмы также показано на рис. 2.19.

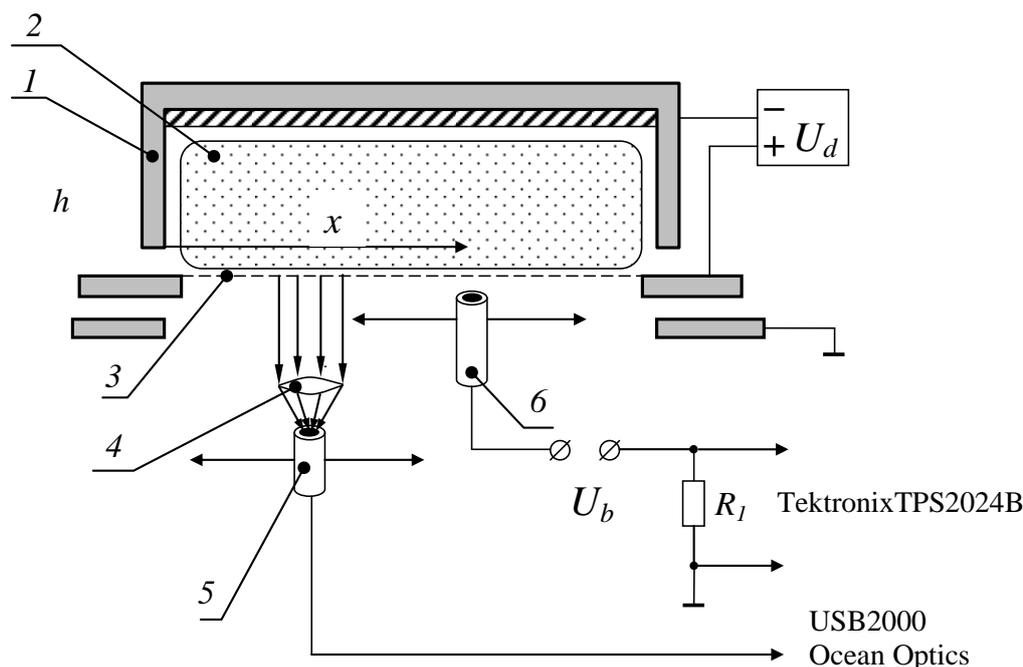


Рисунок 2.19 – Схема спектроскопических измерений параметров плазмы: 1 – разрядная система плазменного электронного источника; 2 – плазма тлеющего разряда; 3 – эмиссионная сетка; 4 – тонкая линза; 5 – приемная часть оптоволоконного кабеля спектрометра; 6 – перемещаемый ленгмюровский зонд

Конструкция держателя линзы и кабеля позволяла проводить измерения спектра непосредственно в вакуумной камере. Обработка спектра осуществлялась стандартным программным обеспечением, прилагаемым к спектрометру.

На рис. 2.20 представлены типичные спектры свечения плазмы тлеющего разряда в катодной полости для различных газов. Отчетливо выделяются характерные для данного газа полосы свечения, а также полосы, характерные для азота. Наличие свечения азота связано с его присутствием в остаточной атмосфере вакуумной камеры и с его неполным удалением при напуске другого газа.

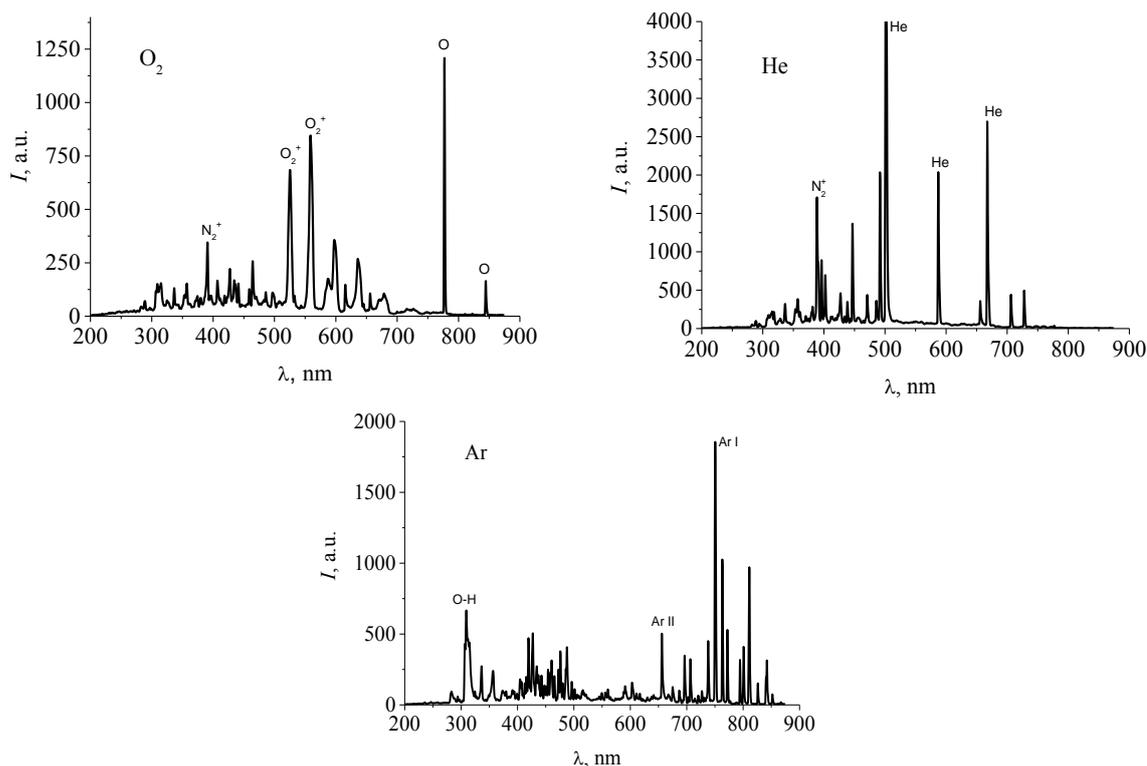


Рисунок 2.20 – Типичные спектры плазмы кислорода, гелия и аргона

Расположение спектрометра на устройстве перемещения позволило измерить изменение спектра свечения вдоль катодной полости. При перемещении приемной части спектрометра спектр свечения регистрировался с интервалом 1 с, и далее по известной скорости перемещения и величине пройденного пути рассчитывалось положение, соответствующее определенному спектру. Из полученного массива данных выбирались длины волн, характерные для используемого рабочего газа. По изменению интенсивности свечения плазмы разряда можно было косвенно судить об изменении ее плотности.

2.3 Исследование поверхностных свойств полимеров

После облучения полимера пучком ленточной конфигурации исследовались гидрофильные свойства поверхности полиэтилена методом лежащей капли, а также оптические свойства, а именно коэффициент пропускания на спектрофотометре UV-2700 (Shimadzu Corporation, Japan). Для фотографирования поверхности использовался оптический микроскоп «Биолам-М3» (ЛОМО, Россия).

2.3.1 Метод лежащей капли

Метод позволяет определить угол смачивания поверхности жидкостью и охарактеризовать таким образом смачиваемость поверхности, ее гидрофильность либо гидрофобность [72]. Измерение угла контакта легко выполняется путем определения касательной (угла) капли жидкости с поверхностью скольжения у основания. Выбор такого метода обусловлен относительной легкостью, с которой угол контакта может быть измерен на подходящих подготовленных твердых поверхностях [73].

Для определения контактного угла методом лежащей капли на предварительно очищенную поверхность с помощью шприца наносят каплю дистиллированной воды малого диаметра. Диаметр капли подбирают в диапазоне 2–5 мм. При большем диаметре на форму капли будут оказывать влияние силы гравитации, при меньшем диаметре – силы поверхностного натяжения. С помощью микроскопа и зеркала получают вид сбоку капли и поверхности. Контактный угол определяется через 1–2 минуты геометрическим методом по ее высоте h и радиусу r в предположении сферической модели формы капли [74], рис. 2.21. Для контактного угла меньше 90 граду использовалась формула (2.3), для больших углов – формула (2.4).

$$\theta = \arccos \frac{1 - \left(\frac{h}{r}\right)^2}{1 + \left(\frac{h}{r}\right)^2}, \quad (2.3)$$

$$\theta = 90^\circ + \arccos \frac{2hr}{h^2 + r^2}. \quad (2.4)$$

Для уменьшения погрешности осуществляли измерения контактного угла не менее 5 раз. За значение контактного угла принималось среднеарифметическое всех измерений.

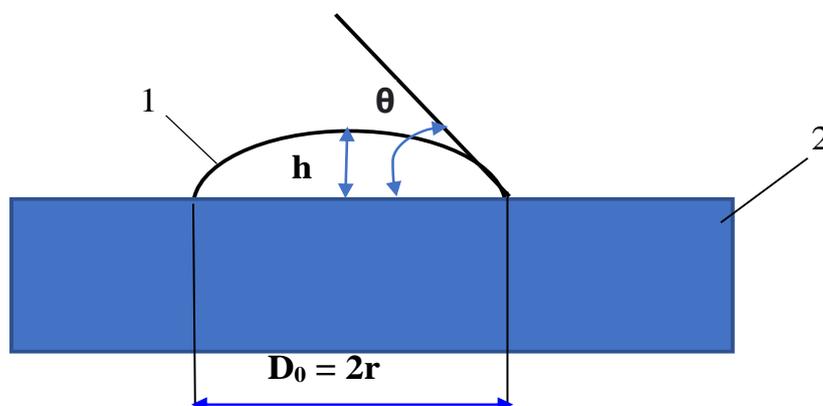


Рисунок 2.21 – Метод лежащей капли: 1 – образец; 2 – подложка

Параметры капли h и d измеряют с помощью микроскопа МБС–10 [75]. На рис. 2.22 изображена схема для определения краевого угла смачивания.

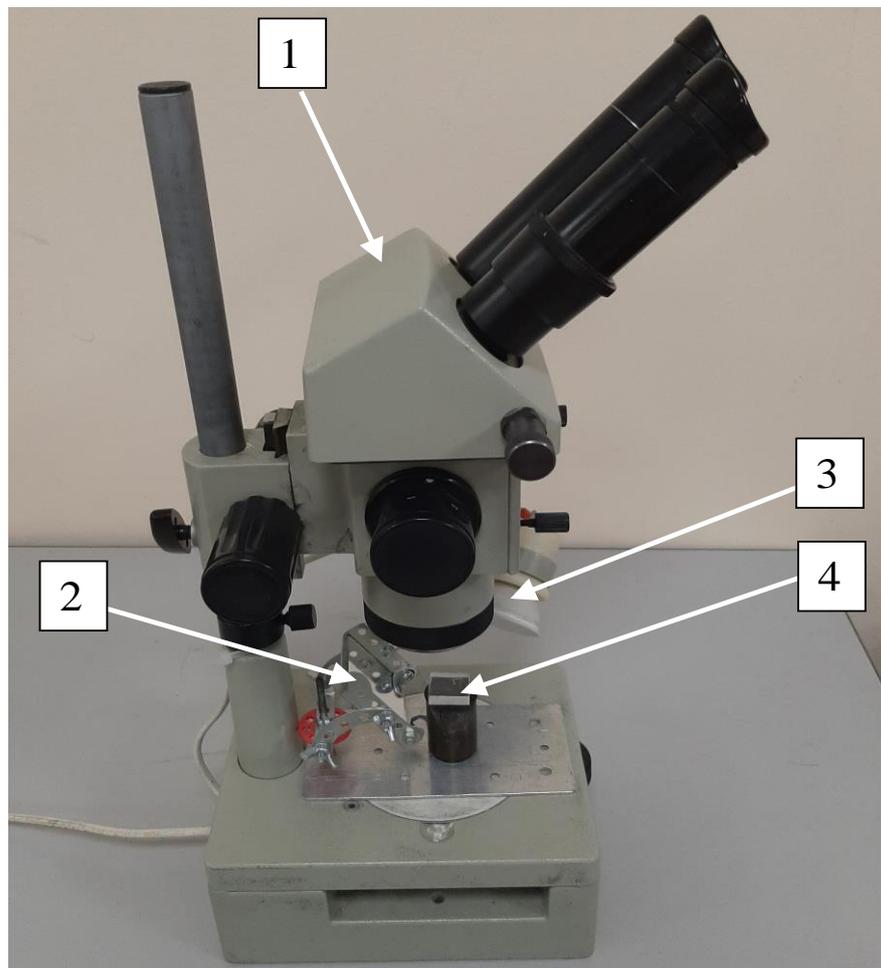


Рисунок 2.22 – Экспериментальное оборудование для определения краевого угла смачивания: 1 – микроскоп МБС–10, 2 – зеркало, 3 – лампа подсветки, 4 – образец

Измерения проводятся следующим образом: на столик–держатель помещается исследуемый образец, включается лампа, прикрепленная к микроскопу. Микроскоп устанавливается таким образом, чтобы через зеркало был виден в профиль исследуемый образец. Путем регулировки высоты расположения микроскопа необходимо добиться резкого изображения профиля капли, рис. 2.23.

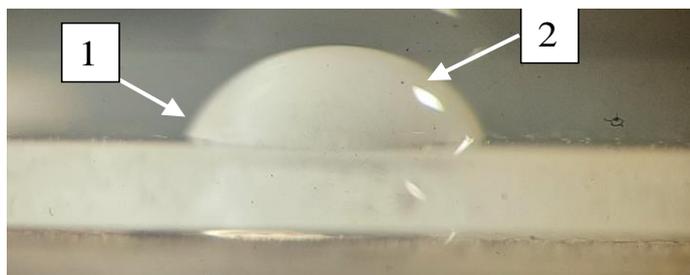


Рисунок 2.23 – Изображения профиля капли: 1 – капля воды; 2 – полимер

После на поверхность наносится капля с помощью шприца. С помощью винтов можно регулировать положение образца относительно двух осей. Регулируя винт, можно производить увеличение изображения в микроскопе. Параметры h и d определяются с помощью окуляра со шкалой от 0 до 18.

2.3.2 Спектроскопические методы анализа

К спектроскопическим методам анализа относятся методы, основанные на взаимодействии вещества с электромагнитным излучением. В настоящей работе использовался *ИК-спектрометр* (спектрофотометре UV-2700), внешний вид которого представлен на рис. 2.24. Прибор представляет собой интерферометр, на выходе которого при линейном изменении разности оптического хода происходит модуляция светового потока с частотой, пропорциональной волновым числам или частотам электромагнитного излучения, т.е. происходит селективная частотная модуляция. Спектральный состав излучения определяется с помощью обратного преобразования Фурье.



Рисунок 2.24 – Фурье-спектрометр Infracum FT-801

Основные технические характеристики FT-801: Спектральный диапазон 470–5700 см^{-1} (21–1,8 $\mu\text{м}$), серийный вариант, используется светоделитель ZnSe CVD с неограниченным сроком службы, подходит для работы в условиях повышенной влажности.

2.4 Выводы

Для исследований проведена модернизация разрядной и эмиссионной систем форвакуумного плазменного источника ленточного пучка электронов на основе разряда с протяженным полым катодом с возможностью варьирования геометрии полого катода, эмиссионного окна в аноде и выходного окна в экстракторе. Для обеспечения необходимых параметров электронного пучка модернизирована и протестирована система электропитания используемого электронного источника.

Для измерения параметров разрядной и пучковой плазмы выбрана зондовая методика с использованием одиночного и двойного зондов Ленгмюра в сочетании с оптической спектроскопией. Конструктивное исполнение и геометрические размеры зондов обеспечивают возможность получения достоверных данных о параметрах плазмы в специфических условиях проводимых экспериментов.

Подобрано экспериментальное оборудование и отлажены методики исследований поверхностных свойств полимеров, облучаемых ленточным электронным пучком форвакуумного плазменного источника.

ГЛАВА 3 ФОРМИРОВАНИЕ ЛЕНТОЧНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В ФОРВАКУУМНОЙ ОБЛАСТИ ДАВЛЕНИЙ

В настоящей главе представлены результаты исследований процессов функционирования тлеющего разряда с протяженным полым катодом. Получены зависимости напряжения зажигания и горения разряда от тока разряда, геометрии катодной полости, давления и рода газа. Показано влияние геометрических размеров эмиссионного окна в аноде на однородность параметров формируемого электронного пучка. Результаты исследований, изложенные в данной главе, опубликованы в [76–84].

3.1 Влияние размеров катодной полости на зажигание разряда

Как было показано в обзорной главе 1, обеспечение стабильного зажигания разряда в катодной полости является нетривиальной задачей, имеющей несколько возможных решений. Эти решения отличаются способом зажигания и связаны с необходимостью привлечения дополнительных устройств, сложных манипуляций с давлением газа, а также с использованием магнитного поля. Задача осложняется еще и необходимостью согласования параметров электронного пучка с условиями горения и параметрами разряда. Так, например, при электронно-лучевой обработке полимерных материалов с низкой тепловой стойкостью требуется строгий контроль плотности электронного пучка. Снижение тепловой нагрузки на облучаемые материалы достигается за счет уменьшения плотности тока электронного пучка. Для форвакуумных плазменных источников ленточных пучков электронов уменьшение тока пучка, и, соответственно, плотности тока в результате уменьшения тока разряда имеет ограничения, связанные с появлением при малых токах неоднородностей в распределении плотности эмиссионной плазмы в катодной полости [85, 86]. Поэтому единственным доступным способом уменьшения плотности тока электронного пучка является ограничение эмиссионного тока при токах разряда, обеспечивающих генерацию однородной плазмы. Такое уменьшение может быть достигнуто при использовании эмиссионной сетки с низкой геометрической прозрачностью. Однако при таком подходе значительно снижается энергоэффективность плазменного электронного источника, так как требуется поддерживать высокий ток разряда при низком коэффициенте извлечения электронов из плазмы.

В случае ленточных электронных пучков, функционирующих в форвакуумной области давлений, пожалуй, одним из приемлемых способов обеспечения зажигания разряда является подача короткого высоковольтного импульса на разрядный промежуток. Однако и такой способ подразумевает дополнительные конструктивные и электротехнические решения для обеспечения электрической прочности изоляции разрядного промежутка. Кроме того, необходимость подачи высокого напряжения на разрядный промежуток, в несколько раз превышающего напряжение горения разряда, также является негативным фактором для практического использования, поскольку требует разработки источника электропитания, способного поддерживать низкое напряжение горения разряда и возможность подачи коротких высоковольтных импульсов. Как снижение напряжения зажигания, так и уменьшение тока разряда позволяют значительно снизить мощность источников питания и, следовательно, упростить их конструкцию и стоимость. Это особенно важно для разработки форвакуумного плазменного источника ленточного электронного пучка, направленного на генерацию пучка с низкой плотностью тока для обработки полимерных материалов.

Вопросам снижения напряжения зажигания разряда, а также напряжения его горения при относительно малых токах, обеспечивающих генерацию электронных пучков током в несколько миллиампер, до настоящего времени не уделялось достаточного внимания. Настоящий раздел посвящен исследованию процессов зажигания разряда в системах с протяженным полым катодом форвакуумного плазменного источника электронов, а также определению минимальных значений тока разряда, при которых поддерживается равномерное распределение эмиссионной плазмы.

На рис. 3.1 показана электродная схема форвакуумного плазменного источника ленточного электронного пучка на основе тлеющего разряда с протяженным полым катодом [77]. По сравнению с модифицированным разрядом с полым катодом, описанным в [87], в нашем случае анод расположен вне катодной полости, что больше соответствует традиционному разряду с полым катодом. Кроме того, в этой работе магнитное поле, которое традиционно используется в источнике с отражающим полым катодом, не используется для удержания электронов [88]. В форвакуумной области давлений использование магнитного поля в источнике электронов особенно нежелательно. Рассеянное магнитное поле, проникая в ускоряющий промежуток источника, может спровоцировать его пробой за счет облегчения зажигания разряда в скрещенных магнитном и электриче-

ском полях. Вот почему в форвакуумном плазменном источнике электронов магнитное поле не используется для поддержания разряда. Разрядная система плазменного источника подробно описана в гл. 2. Здесь же остановимся только на изменениях в конструкции для исследования влияния геометрии катодной полости на зажигание разряда в ней. Изменение геометрии осуществлялось за счет расположения в полости специальных вставок, позволяющих изменять ее длину l_k от 30 до 280 мм (см. рис. 3.1).

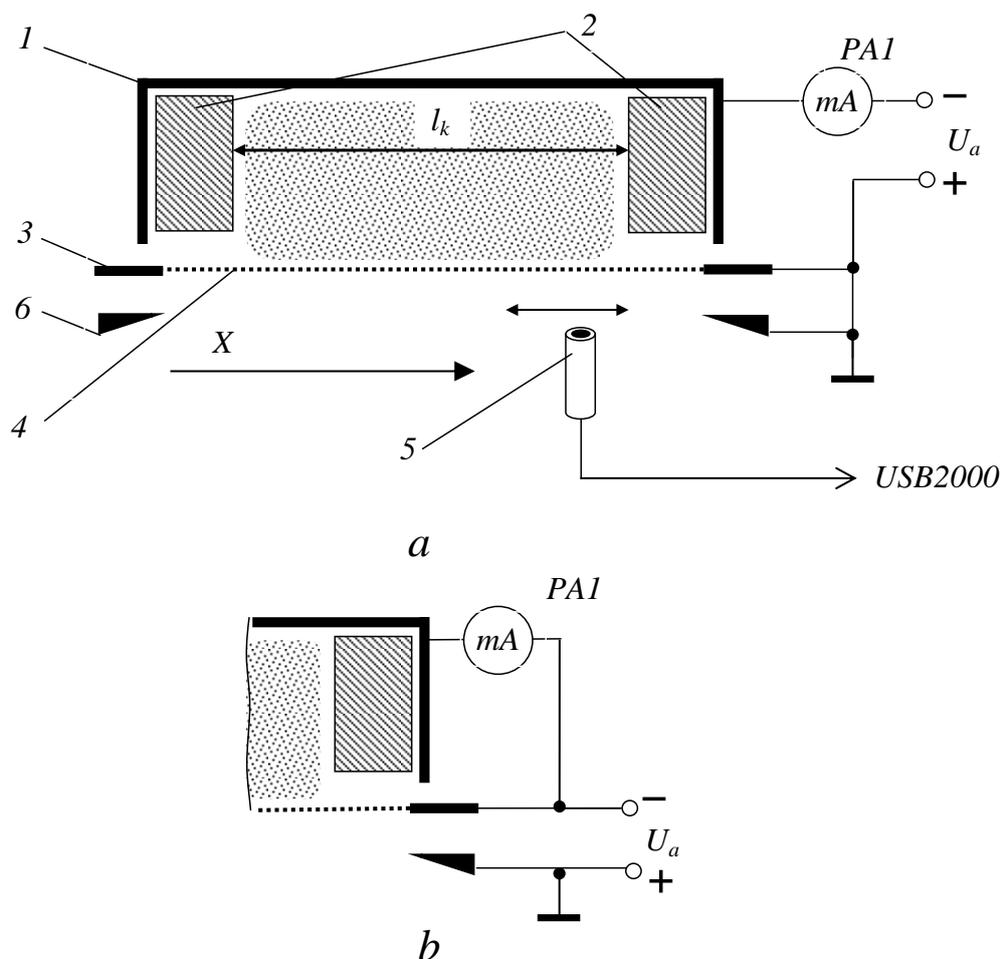


Рисунок 3.1 – Схематическое изображение экспериментальной установки: 1 – полый катод; 2 – вставки; 3 – анод; 4 – эмиссионная решетка; 5 – вход спектрометра; 6 – экстрактор

При длине полости $l_k = 280$ мм реализовывался режим генерации ленточного электронного пучка, а при длине полости $l_k = 30$ мм режим генерации был близок к формированию цилиндрического пучка, поскольку в этом случае длина и ширина полости совпадали. Эмиссионное окно в аноде 3 перекрывалось мелкоструктурной металлической сеткой 4 с геометрической прозрачностью 80 %. Расстояние между плоскостью выходного отверстия полого катода 1 и плоскостью анода 3 устанавливалось равным 5

мм. Анод и катод были изготовлены из нержавеющей немагнитной стали и имели рубашку водяного охлаждения. В качестве материала сетки использовался высокотемпературный металл (вольфрам), более устойчивый к обратному потоку ионов из ускоряющего промежутка, ток которого в диапазоне форвакуумных давлений соизмерим с током электронного пучка [89]. Электроны, эмитированные плазмой, ускорялись до требуемой энергии в промежутке, образованном анодом 3 и экстрактором 6.

Диапазон изменения тока разряда составлял от 1 до 300 мА, в то время как напряжение, подаваемое для зажигания разряда на разрядный промежуток, варьировалось от 0 до 10 кВ в зависимости от условий эксперимента. Эксперименты проводились в атмосфере аргона и гелия высокой чистоты. Диапазон рабочего давления составлял 3–50 Па.

Распределение плотности плазмы вдоль протяженного размера катодной полости оценивалось методом оптической спектрометрии, описанным в разд. 2.2.3. В дополнение к оптическим измерениям проводилось фотографирование свечения разряда в катодной полости.

Для определения величины обратного потока ионов, поступающего из ускоряющего промежутка, измерялся ток в цепи полого катода, когда на ускоряющий промежуток подавалось высокое напряжение в отсутствие тока разряда (см. рис. 3.1, б.).

Под напряжением зажигания разряда U_{ig} подразумевалось максимальное напряжение на разрядном промежутке, предшествующее его пробое.

Как показали эксперименты, на напряжение зажигания разряда U_{ig} , наряду с известным влиянием давления p и типа газа (участок левой ветви кривой Пашена) [90], оказывает влияние и длина катодной полости l_k . Как следует из зависимостей, представленных на рис. 3.2, с увеличением длины l_k катодной полости зажигание разряда облегчается. Снижение напряжения зажигания зависит от рода газа. Для зажигания разряда в гелии, как и ожидалось, требуется приложение к разрядному промежутку более высокого напряжения по сравнению с аргоном. Следует также отметить, что при давлениях ниже 10 Па как для аргона, так и для гелия, независимо от длины катодной полости, напряжения зажигания превышают 10 кВ при типичном значении напряжения горения разряда в несколько сотен вольт. Такая большая разница между напряжением зажигания разряда и напряжением его горения значительно усложняет систему электропитания источника электронов, повышает требования к обеспечению электрической изоляции разрядного промежутка и по этим причинам не рассматривается в рамках данной работы.

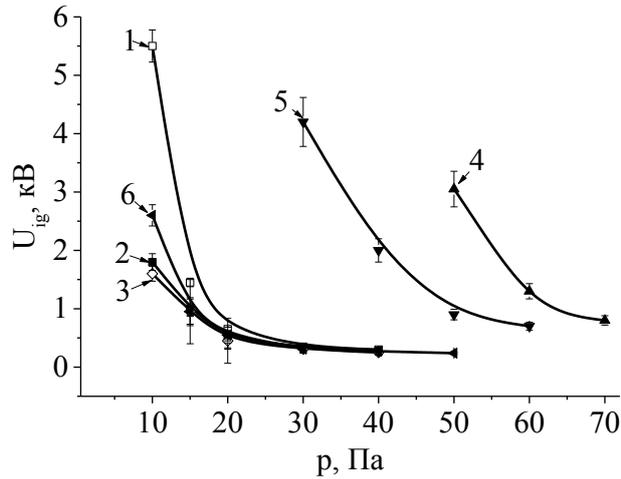


Рисунок 3.2 – Зависимость напряжения зажигания U_{ig} от давления для различных длин полостей l_k для аргона (1–3) и гелия (4–6). Длина катодной полости: 1, 4 – 3 см; 2, 5 – 15 см; 3, 6 – 28 см

Как известно, напряжение зажигания (напряжение пробоя) газового разряда определено законом Пашена [91]. Напряжение зажигания зависит от типа газа, материала катода и произведения давления газа и длины разрядного промежутка $p \cdot d$ в соответствии с выражением

$$U_{ig} = \frac{B \cdot pd}{C + \ln(pd)}, \quad (3.1)$$

где B – константа, зависящая от рода газа, В/(см·Торр).

$$C = \ln\left(\frac{A}{\ln(1+1/\gamma)}\right), \quad (3.2)$$

где A – экспериментальная постоянная ($\text{см}^{-1} \cdot \text{Торр}^{-1}$); γ – коэффициент вторичной ионно-электронной эмиссии с катода. Значения констант A и B для различных газов приведены в [91]. В случае гелия $A = 3$ ($\text{см}^{-1} \cdot \text{Торр}^{-1}$), $B = 34$ В/(см·Торр), для аргона $A = 12$ ($\text{см}^{-1} \cdot \text{Торр}^{-1}$), $B = 180$ В/(см·Торр). Коэффициент ионно-электронной эмиссии для нержавеющей стали составляет порядка 0,02–0,03 [92]. Подстановка указанных значений в (3.1) и полученное расчетное значение U_{ig} дают согласие с экспериментальными значениями при давлении $p = 30$ Па, при расстоянии d в формуле (3.1) около 3–5 см. В реальном случае расстояние между нижним концом катодной полости и плоскостью анода источника составляет 5 мм. Принимая во внимание, что разным точкам поверхности полого катода соответствуют разные значения d (в этом случае следует исходить из некоторого значения d^* , включенного в закон Пашена), значение $d^* = 3$ –5 см вполне правдо-

подобно, в любом случае оно не превышает размеры катодной полости. В случае увеличения длины полого катода величина d^* также имеет тенденцию к увеличению, что приводит к снижению напряжения зажигания до нескольких сотен вольт.

На рис. 3.3 показаны типичные вольт–амперные характеристики разряда для катодной полости длиной $l_k = 28$ см и 3 см для аргона и гелия.

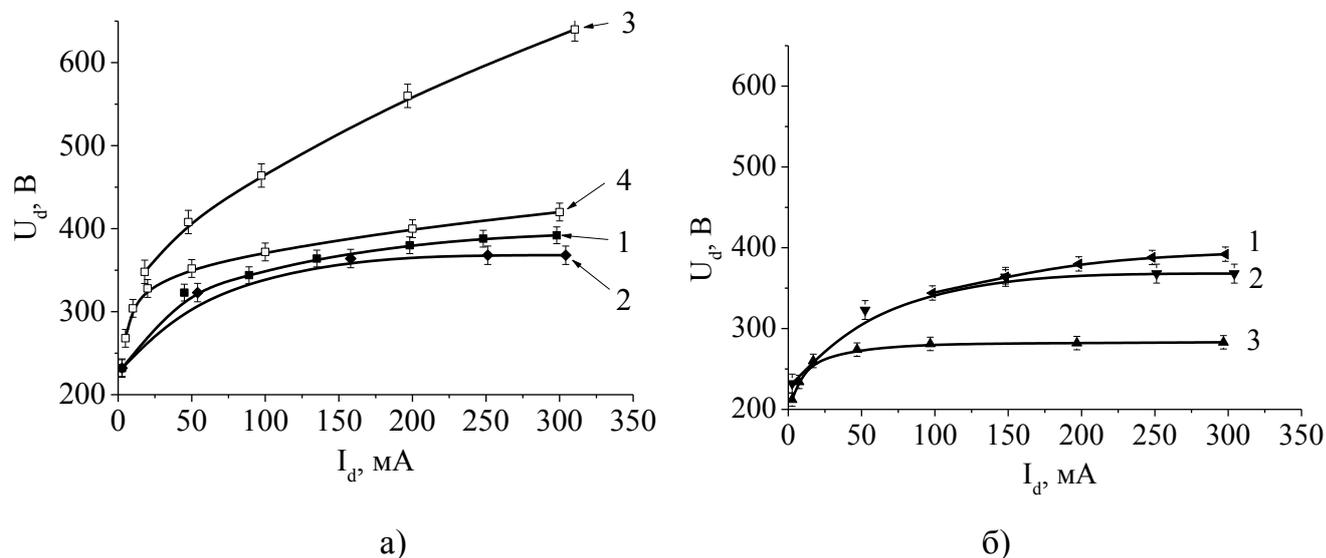


Рисунок 3.3 – ВАХ разряда для полости длиной 28 см (1, 2) и 3 см (3, 4) для различных давлений: 1, 3 – 10 Па; 2, 4 – 40 Па. а – аргон, б – гелий

Следует отметить, что для гелия стабильный разряд в короткой, 3 см, полости был возможен только при давлении более 40 Па. Сравнивая напряжение зажигания и напряжение горения разряда, можно сделать вывод, что длина катодной полости влияет на разницу между напряжением зажигания и напряжением горения разряда. Чем шире катодная полость, тем меньше разница в этих напряжениях. Например, при давлении 10 Па расширение полости с 3 до 28 см уменьшило разницу напряжений с 2,4 кВ (аргон) и 5,1 кВ (гелий) до 1 кВ (аргон) и 2,2 кВ (гелий) соответственно. При более высоком давлении эти различия спадают до нуля (см. рис. 3.2).

Объяснение наблюдаемых зависимостей, очевидно, следующее. С ростом протяженности катодной полости повышается эффективность ионизации газа в результате осцилляций электронов. Действительно, средняя длина свободного пробега электронов при давлении 3 Па составляет около 8 мм, а при давлении 10 Па – около 2 мм. При размере полости 3 см электроны перемещаются в полости практически без ионизации, в то время как с увеличением длины полости пропорционально увеличивается величина ионизации и уменьшается напряжение разряда.

Зажиганию разряда в электродной системе форвакуумного плазменного источника электронов способствует также обратный поток ионов из ускоряющего промежутка и области транспортировки электронного пучка. Ионы, ускоренные в промежутке анод–экстрактор, проникают в катодную полость и выбивают дополнительные электроны со стенок катода в результате ионно-электронной эмиссии. Результаты исследований параметров и характеристик обратного ионного потока в случае цилиндрического полого катода приведены в [93]. Измеренные значения составляли несколько микроампер. Как следует из выводов в указанной работе, на инициирование тлеющего разряда оказывает влияние величина ионного тока.

Для измерения величины обратного ионного потока источник питания подключался по схеме, представленной на рис. 3.1, а.

Ускоряющее напряжение подавалось на промежуток анод–экстрактор (как и в рабочем режиме извлечения электронов из тлеющего разряда), ток ионов оценивался по величине тока амперметра, подключенного между катодом и анодом. Как показали измерения, в процессе генерации ленточных электронных пучков на основе разрядных систем с протяженной катодной полостью величина тока обратного потока ионов приблизительно в два раза выше рис. 3.4 по сравнению с цилиндрической полостью, и стабильному зажиганию разряда с протяженной катодной полостью способствует приложение ускоряющего напряжения уже порядка 1000 В. При уменьшении протяженности полости для зажигания разряда необходимо более высокое ускоряющее напряжение (до 2 кВ).

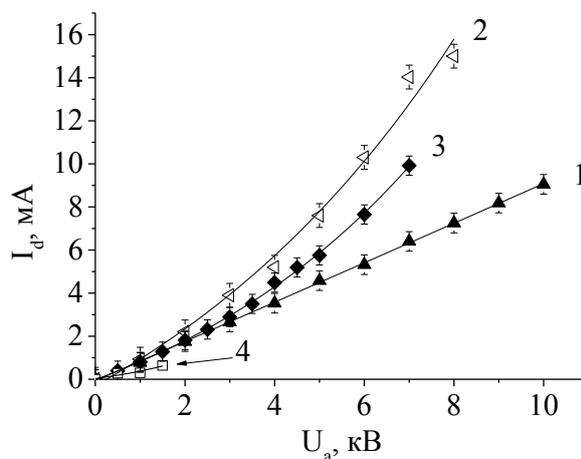


Рисунок 3.4 – Ток в цепи полого катода в зависимости от ускоряющего напряжения для гелия (1, 2), аргона (3, 4) и различных давлений: 1, 3 – 10 Па; 2, 4 – 40 Па

При горении разряда с малыми токами (не более 20 мА) было обнаружено появление регулярных структур локальной неоднородной интенсивности свечения плазмы, отражающих соответствующее распределение плотности плазмы вдоль протяженного размера полого катода рис. 3.5, 3.6.

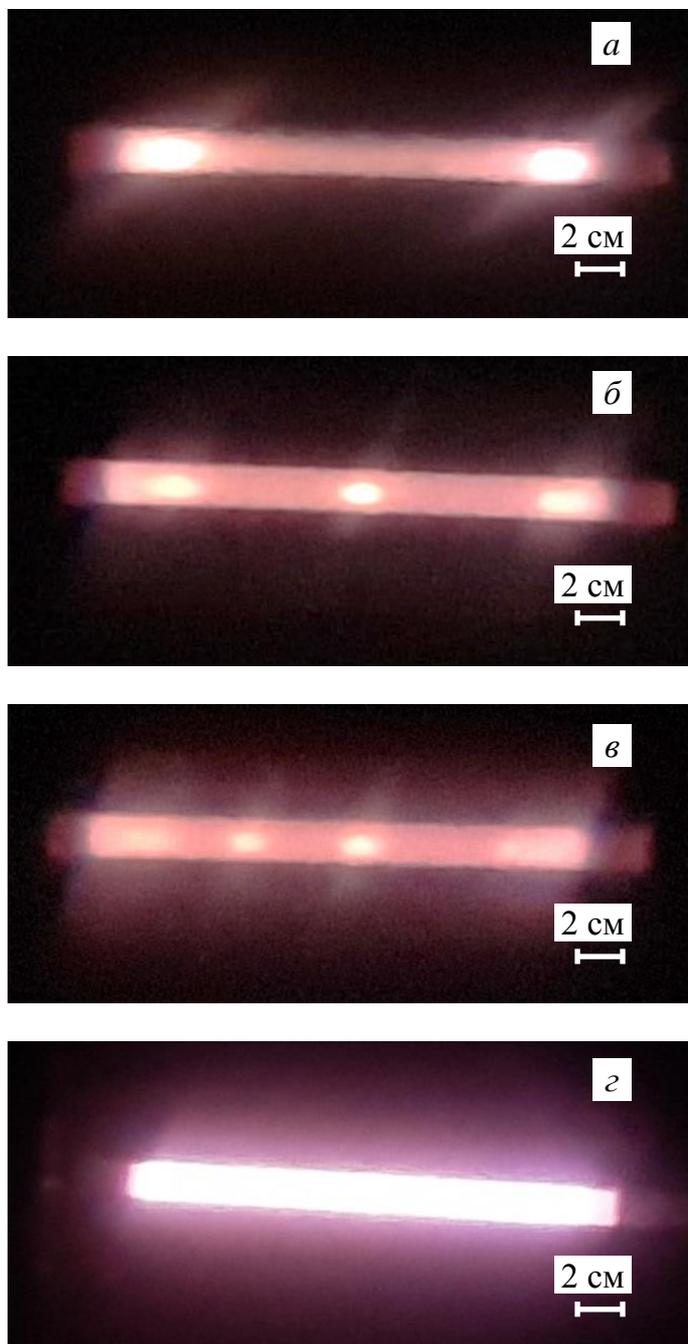


Рисунок 3.5 – Фотография свечения разряда в катодной полости с продольным размером 20 см. Давление 30 Па, аргон, ток разряда: *a* – 5 мА; *б* – 9 мА; *в* – 20 мА; *г* – 50 мА

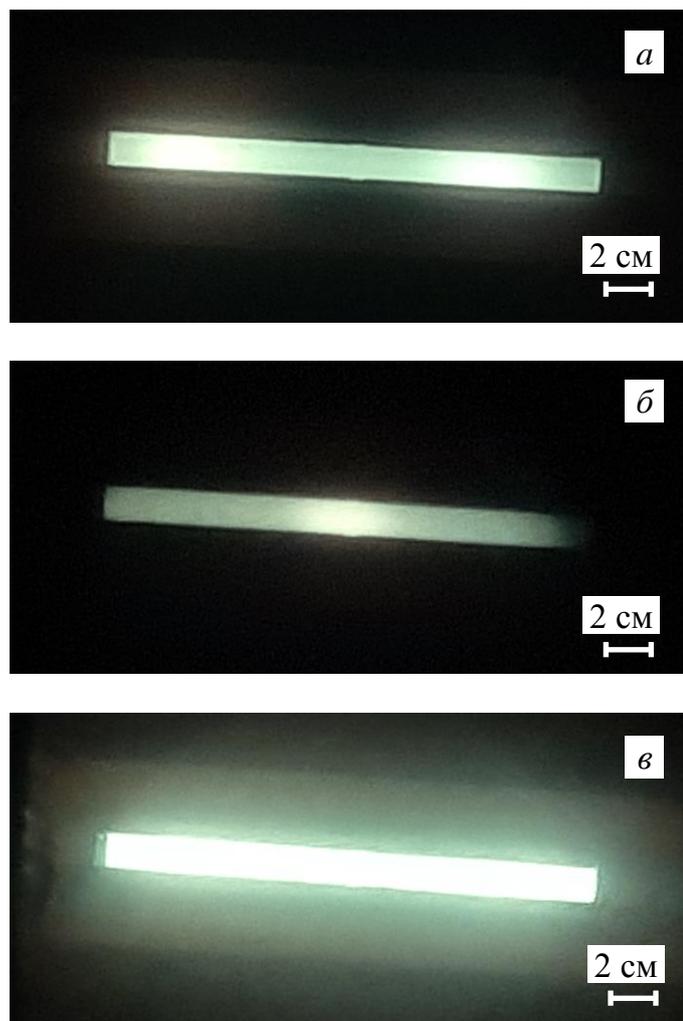


Рисунок 3.6 – Фотография свечения разряда в катодной полости с продольным размером 20 см. Давление 40 Па, гелий, ток разряда: *a* – 9 мА; *б* – 20 мА; *в* – 70 мА

Количество участков локального яркого свечения зависело от тока разряда и давления газа. Так, при токе разряда порядка 5 мА наблюдалось повышенное свечение по краям протяженной щели в катодной полости, повышение тока разряда приводило к увеличению числа участков локального яркого свечения до трех или четырех. Следует отметить, что появление таких локальных участков наблюдается в узком диапазоне давлений газа и токов разряда и наличие трех и более участков крайне неустойчиво во времени. Наиболее часто наблюдается формирование неоднородного свечения по краям катодной полости.

Наблюдаемое свечение подобно стратам, проявляющимся в тлеющем разряде при аналогичных давлениях [94–96]. Однако, в отличие от известного случая появления страт в тлеющем разряде низкого давления между поверхностью катода и анода и расположенных вдоль линий напряженности электростатического поля, в данных экспери-

ментах локальные неоднородности наблюдаются в поперечном направлении.

Использование в этих условиях зондовой диагностики для измерения параметров плазмы оказалось затруднительным, поскольку даже расположение малого зонда в выходной апертуре катодной полости возмущало разряд и приводило к «привязке» неоднородности к зонду. Именно поэтому был использован оптический метод регистрации, описанный в разд. 2.2.3. Для получения зависимости интенсивности свечения плазмы вдоль протяженного размера катодной полости были выбраны наиболее интенсивные полосы, характерные для каждого из газов: 750,4 нм для аргона и 501,2 нм для гелия.

Зависимость интенсивности свечения указанных линий для различных значений тока разряда и давления газа для полости длиной 28 см показана на рис. 3.7–3.9.

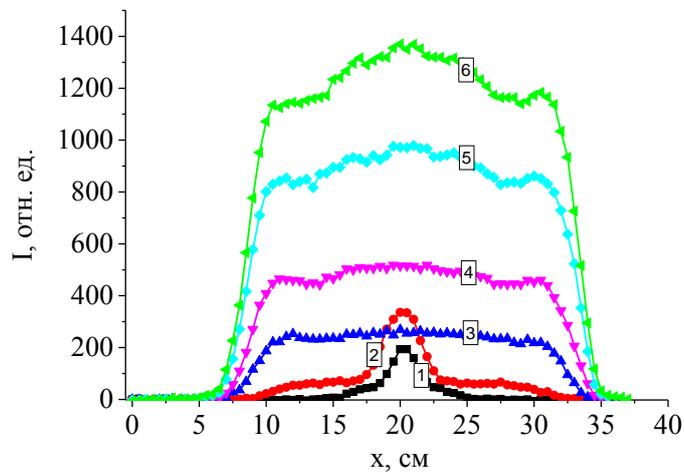


Рисунок 3.7 – Интенсивность свечения плазмы аргона вдоль катодной полости при различных токах разряда: 1 – 5 мА; 2 – 14 мА; 3 – 50 мА; 4 – 100 мА; 5 – 200 мА; 6 – 300 мА. Давление 10 Па

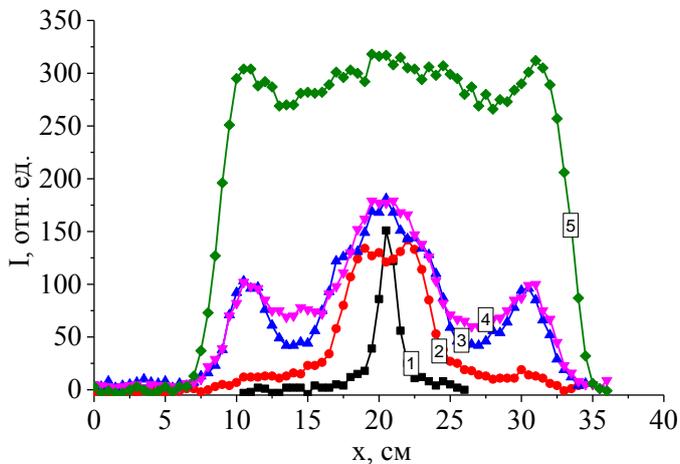


Рисунок 3.8 – Интенсивность свечения плазмы аргона вдоль катодной полости при различных токах разряда: 1 – 2 мА; 2 – 4 мА; 3 – 9 мА; 4 – 12 мА; 5 – 50 мА. Давление 30 Па

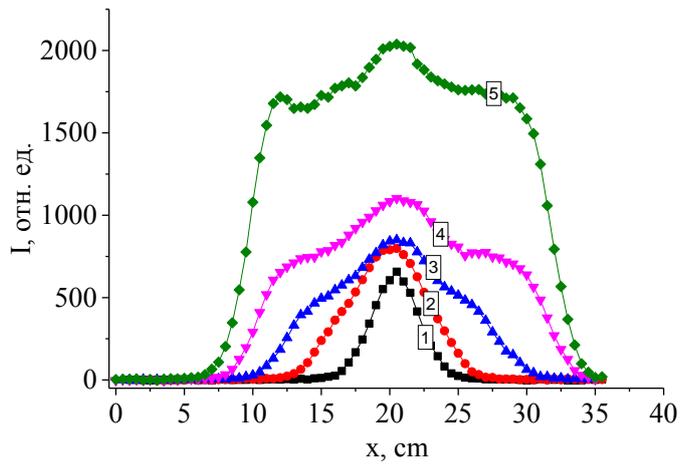


Рисунок 3.9 – Интенсивность свечения плазмы гелия вдоль катодной полости при различных токах разряда: 1 – 10 мА; 2 – 50 мА. Давление 30 Па

Как видно из рис. 3.7–3.9, в зависимости от тока разряда можно наблюдать от одного до трех максимумов в распределении интенсивности свечения, что отражает распределение плотности плазмы разряда вдоль полого катода. Из результатов измерений следует, что неоднородности наблюдаются в диапазоне 5–50 Па и при токах разряда до 50 мА. При более высоком давлении газа или при более высоком токе разряда плазма заполняет равномерно практически всю катодную полость (см. рис. 3.5, *г* и 3.6, *в*) за исключением боковых областей, где могут наблюдаться локальные максимумы концентрации плазмы. Появление максимумов на краях полости связано с более интенсивными процессами краевой ионизации вблизи торцевых стенок катода, о чем подробно исследовано в работе [97].

Таким образом, в электродной системе форвакуумного плазменного источника электронов, основанного на разряде с протяженным полым катодом, однородность плотности плазмы в полости катода зависит от длины полого катода, тока разряда и давления газа. Для катодной полости длиной 28 см минимальный ток разряда, обеспечивающий его диффузное горение, составляет примерно 50 мА. При меньших токах разряда в катодной полости вдоль ее увеличенного размера образуются регулярные области длиной от 1 до 3 см с локальной более высокой плотностью плазмы. Неоднородность плотности плазмы увеличивается с уменьшением тока разряда и уменьшением давления газа, и эта неоднородность не позволяет формировать ленточный электронный пучок с высокой однородностью плотности тока.

3.2 Влияние размеров щели в катоде на зажигание разряда в катодной полости

Осцилляции электронов, определяющие формирование разряда с полым катодом, требуют создания условий, ограничивающих уход электронов на анод. Такими условиями могут быть наложение на разрядную область магнитного поля, силовые линии которого параллельны аноду, что препятствует быстрому уходу электронов на анод. Но, как уже было отмечено ранее, наличие магнитного поля в форвакуумном плазменном источнике нежелательно ввиду высокой вероятности пробоя ускоряющего промежутка. Альтернативный способ удержания электронов заключается в ограничении открытой части катодной полости. Открытая часть катода, обращенная к аноду, выполняется в виде узкой щели, размеры которой существенно меньше всей площади катодной полости. В таких условиях пороговый ток инициирования эффекта полого катода, по-видимому, может определяться как шириной катодной щели, так и ее длиной. Влияние размеров катодной щели на процессы зажигания разряда в катодной полости и являлось целью исследований, результаты которых представлены в настоящем разделе.

Для проведения экспериментов в катодную полость форвакуумного плазменного источника ленточного электронного пучка, рис. 3.10, устанавливалась протяженная щель, длину l и ширину d которой можно было изменять в результате установки соответствующих вкладышей в пределах от 0,4 до 100 и от 0,4 до 2 мм соответственно.

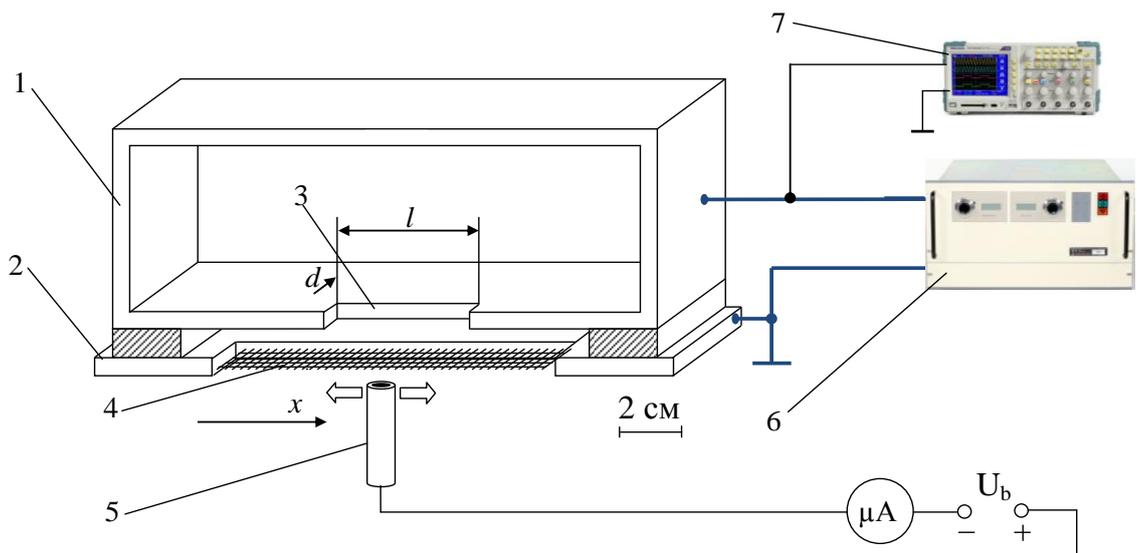


Рисунок 3.10 – Схема разрядной системы электронного источника: 1 – протяженный полый катод прямоугольной формы; 2 – плоский анод; 3 – щелевидная апертура в катоде; 4 – эмиссионное сеточное окно; 5 – ионный коллектор; 6 – высоковольтный источник питания; 7 – осциллограф

В аноде было выполнено прямоугольное эмиссионное окно 4 размером $120 \times 10 \text{ мм}^2$. Эмиссионное окно было перекрыто мелкоструктурной вольфрамовой сеткой с размерами ячейки $0,6 \times 0,6 \text{ мм}^2$ и геометрической прозрачностью 60 %. Наличие сеточного окна позволяло наблюдать свечение разрядной плазмы и визуально оценивать ее однородность. Размещение за сеткой перемещаемого малого ионного коллектора 5 в виде диска диаметром 3 мм позволяло определить профиль распределения плотности плазмы вдоль протяженной оси катодной щели. Напряжение от 0,1 до 10 кВ на разрядный промежуток подавалось от стабилизированного источника питания 6 (Spellman SR6) через балластное сопротивление 10 кОм. Максимальное значение тока разряда составляло 300 мА и ограничивалось источником питания разряда. Измерение падения напряжения на разрядном промежутке осуществлялось высоковольтным щупом TESTEC HVP-15HR, подключенным к осциллографу 7 Tektronix2024B.

Вакуумная камера откачивалась механическим насосом до предельного давления 2–3 Па. Давление газа (аргона) в камере регулировалось игольчатым натекателем в диапазоне от 15 до 50 Па. За напряжение зажигания разряда принималось напряжение, предшествующее появлению заметного тока в цепи катода. Для точного определения порогового тока инициирования эффекта полого катода ток разряда сразу после его зажигания ограничивался на уровне 10 мА. Далее ток разряда повышался, и при определенной его величине наблюдалось резкое снижение напряжения горения разряда, что соответствовало проникновению плазмы в катодную полость и инициированию эффекта полого катода.

Как и следовало ожидать, на пороговый ток зажигания разряда в катодной полости наряду с давлением газа оказывают влияние ширина и длина катодной щели, однако степень влияния заметно отличается. Для длины щели 100 мм даже при ее минимально возможной ширине 0,4 мм разряд проникает в катодную полость уже при пороговом токе в единицы миллиампер. При меньших длинах щели в зависимости от тока разряд может гореть либо только между плоскими частями катода и анода, либо при большем токе замыкаться также на внутреннюю поверхность катодной полости (см. рис. 3.10).

На рис. 3.11 представлена типичная ВАХ разряда в зависимости от давления внутри камеры при ширине щели в катоде 1 мм и длине 12 мм.

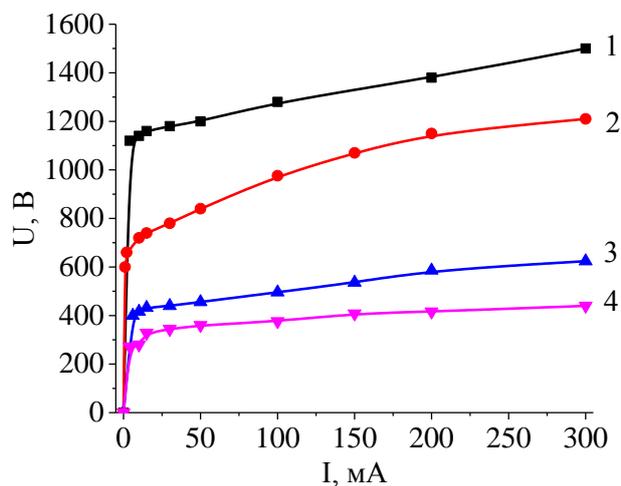


Рисунок 3.11 – ВАХ разряда в зависимости от давления внутри камеры при ширине щели в 1 мм и длине 12 мм. Давление аргона: 1 – 15 Па; 2 – 20 Па; 3 – 30 Па; 4 – 40 Па

Из рисунка видно, что разряд горит между плоскими частями при данных соотношениях размеров щели и не происходит перехода в режим с полым катодом. Это также подтверждается фотографией свечения разряда, рис. 3.12.



Рисунок 3.12 – Свечение разряда в среде аргона, размер щели в катоде 1×12 мм, давление 20 Па

На рис. 3.13 представлены ВАХ разряда для различных давлений газа и протяженности щели в катоде $l = 18$ мм шириной $d = 1$ мм.

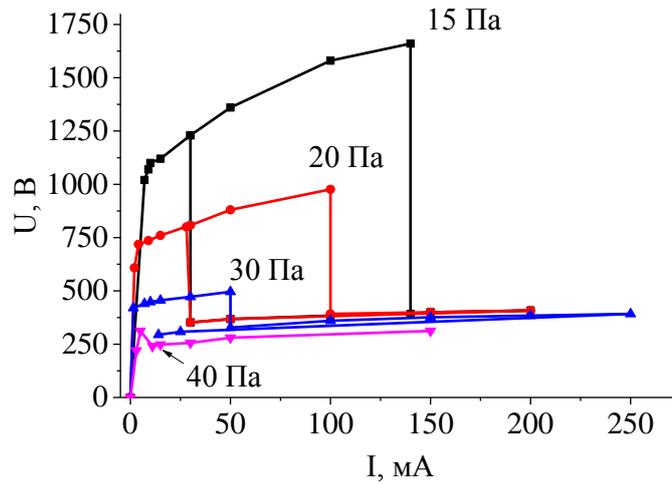


Рисунок 3.13 – ВАХ разряда в зависимости от давления внутри камеры при ширине щели 1 мм и длине 18 мм

Вид ВАХ на рис. 3.13 соответствует типичной ВАХ разряда с полым катодом. При определённом пороговом токе разряда I_m происходит резкое снижение напряжения горения разряда, соответствующее переходу разряда в режим горения с полым катодом. Из представленных на рис. 3.13 данных также видно, что пороговый ток I_m ожидаемо снижается с повышением давления рабочего газа.

Зависимость порогового тока перехода разряда в режим горения с полым катодом от длины щели d представлена на рис. 3.14–3.15. Следует отметить, что при ширине щели в полости 0,4 мм минимальная ее протяженность l , при которой наблюдалось возникновение эффекта полого катода, составляла величину 24 мм. Для щели с $d = 1$ мм $l = 18$ мм, а для щели шириной 2 мм для проникновения плазмы в полость было достаточно длины щели 2 мм. Щель в катоде с размерами 2×2 мм² по сути являлась моделью одиночного отверстия в полым катоде. Тем не менее сравнение условий инициирования эффекта полого катода в случае круглого отверстия показало, что при диаметре отверстия 2 мм проникновение разряда в катодную полость происходит при несколько бóльших значениях тока разряда.

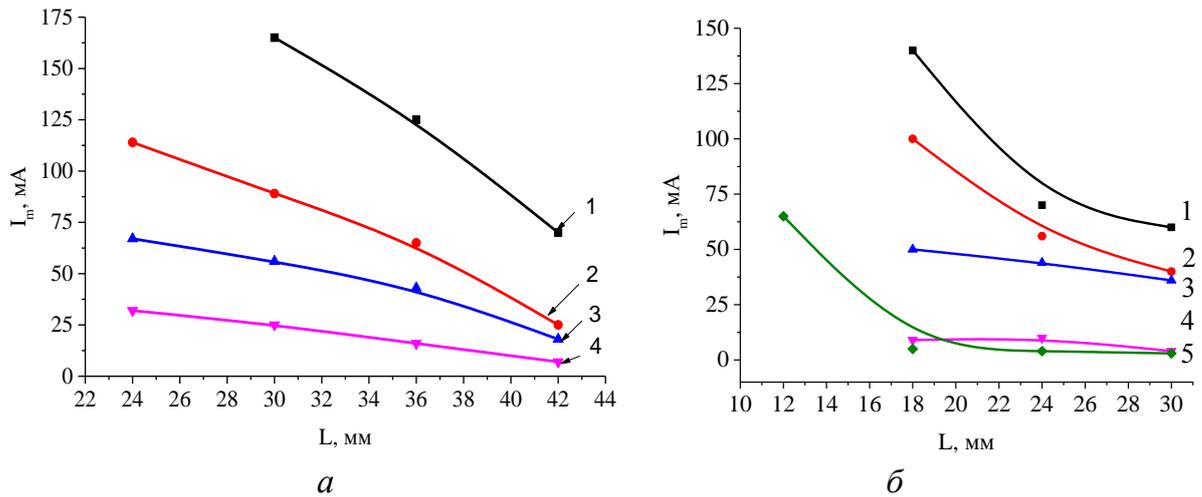


Рисунок 3.14 – Зависимость порогового тока перехода в режим с полым катодом от длины щели и давления при ширине щели: *a* – $d=0,4$ мм; *б* – $d=1$ мм, давление: 1 – 15 Па; 2 – 20 Па; 3 – 30 Па; 4 – 40 Па; 5 – 50 Па

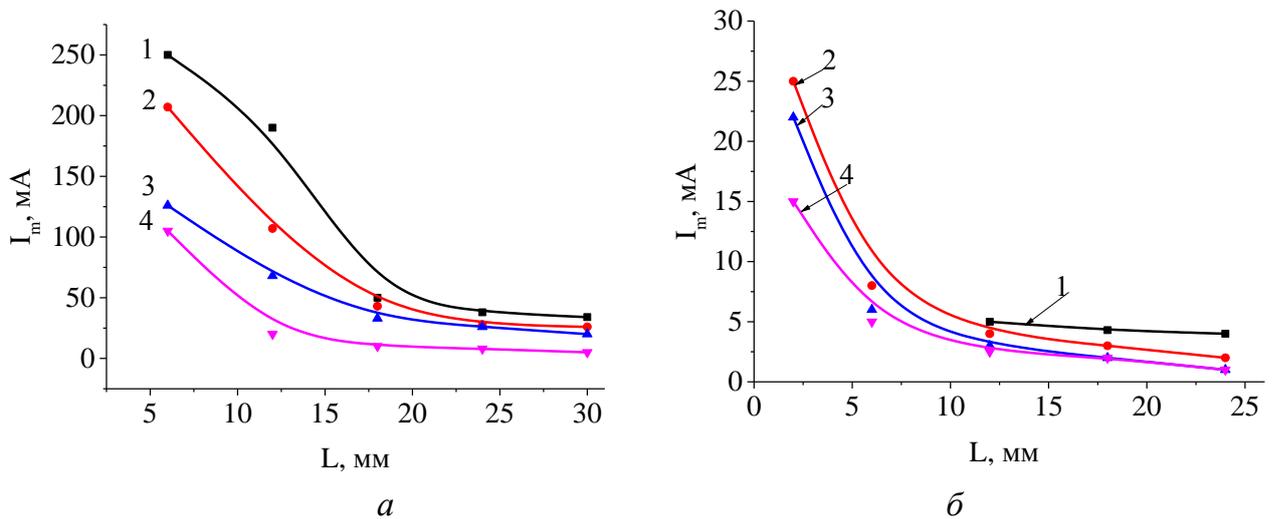


Рисунок 3.15 – Зависимость порогового тока перехода от длины щели и давления при ширине щели *a* – $d=1,5$ мм; *б* – $d=2$ мм, давление: 1 – 15 Па; 2 – 20 Па; 3 – 30 Па; 4 – 40 Па

На рис. 3.15, *б* представлен график зависимости тока перехода от длины щели и давления при ширине щели $d=2$ мм.

Для ширины щели 2 мм переход разряда в полость имеет место при токах, не превышающих нескольких миллиампер, т.е. практически сразу при зажигании разряда между плоскими частями катода и анода. В то же время для более узкой щели требуются значительно большие токи – сотни миллиампер.

Исходя из представленных на рис. 3.14–3.15 результатов экспериментов, можно сделать вывод о том, что чем меньше ширина щели, тем большее значение для инициирования эффекта полого катода имеют ее протяженность и давление газа.

Проникновение разряда в полость и инициирование эффекта полого катода происходит, как известно, в результате «разрыва» ионного слоя, отделяющего плазму от стенок катода. Очевидно, что протяженность ионного слоя в случае узкой щели достаточно высока по сравнению с поперечными размерами щели в катодной полости, и разряд не может проникнуть в полый катод. Для простой оценки протяженности катодного слоя можно пренебречь электронами в слое и считать его исключительно ионным. Тогда решение уравнения Пуассона сводится к закону «степени 3/2» для ионов

$$j_i = \frac{4}{9} \sqrt{\frac{2e}{M_i}} \frac{\varepsilon_0 U_c^{3/2}}{l_c^2}, \quad (3.3)$$

где U_c – разность потенциалов на слое или разность потенциалов между плазмой и катодом, В; l_c – протяженность слоя, м; e – заряд электрона, Кл; M_i – масса иона газа (для азота $M_i = 66,8 \cdot 10^{-27}$ кг). Сравнивая с формулой Бома для плотности ионного тока из плазмы,

$$j_i \approx 0,4en_0 \sqrt{\frac{kT_e}{M_i}}, \quad (3.4)$$

где n_0 – концентрация плазмы, м⁻³; k – постоянная Больцмана, $1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К;

Для протяженности слоя получаем выражение:

$$l_c \approx 0,2 \cdot \frac{1}{\sqrt{j_i}} \cdot \sqrt{\frac{\varepsilon_0 \sqrt{e} U_c^{3/2}}{\sqrt{M_i}}} \quad (3.5)$$

Плазма, как известно, проникает в катодную полость при равенстве толщины слоя половине поперечного размера отверстия в катоде

$$l_c \leq \frac{d}{2}, \quad (3.6)$$

где d – ширина узкой части катодной полости либо диаметр отверстия, м.

Катодное падение потенциала, как правило, слабо зависит от величины тока разряда, и основным фактором, влияющим на протяженность катодного слоя, оказывается концентрация плазмы либо, как следует из (3.4), плотность разрядного тока j_i . Из выражения (3.5) следует, что с ростом j_i снижается протяженность катодного слоя и при вы-

полнении условия (3.6) плазма проникает в полость. Подставляя в (3.5) измеренные в эксперименте значения параметров разряда (см. рис. 3.11 и 3.13) и оценивая для простоты плотность тока разряда, как отношение тока разряда к площади открытой части катода за вычетом площади щели, получаем, что при $U_c = 1600$ В, $I_d = 140$ мА для аргона $M_i = 66,8 \cdot 10^{-27}$ кг протяженность слоя составляет 1,2 мм, что сравнимо с поперечным размером щели в 1 мм. Здесь за падение напряжения на катодном слое было принято напряжение разряда, поскольку потенциал плазмы в представленных условиях, как правило, близок к потенциалу анода. С ростом давления и снижения U_c с 1600 до 400 В (см. рис. 3.13) протяженность слоя уменьшается, что и приводит к проникновению плазмы в катодную полость при меньших токах разряда.

Расчет по формуле (3.5) дает для ширины щели в катоде $d = 0,4$ мм, т.е. для $l_c < 0,2$ мм требуемую величину тока разряда порядка 6 А, однако, как следует из рис. 3.15, экспериментальные значения более чем на порядок меньше. Протяженность ионного слоя при токе разряда 250 мА и давлении 15 Па составляет 0,9 мм. Эта величина почти в 5 раз больше, чем $d/2$, и условие (3.6) для ширины не выполняется. Однако если применить условие проникновения плазмы в катодную полость для протяженности щели в катоде l , то получается, что условие (3.6) может быть выполнено, поскольку при протяженности щели 2 мм $l_c < l/2$. Но по результатам экспериментов плазма проникает в катодную полость при другом соотношении между l и l_c . Можно предположить, что на проникновение разряда в катодную полость оказывают влияние не сами размеры катодной щели, а их соотношение. Но, как следует из эксперимента, уменьшение ширины щели в два с половиной раза с 1 до 0,4 мм приводило к возрастанию тока перехода в два раза с 56 до 114 мА при давлении 20 Па и в 3,5 раза с 9 до 32 мА при давлении 40 Па. При уменьшении ширины щели с 2 до 1 мм ток возрастает уже более чем в 10 раз с 4 до 56 мА. Следует отметить, что чем меньше ширина щели, тем большее значение имеет ее протяженность и давление газа. Для ширины щели 2 мм переход разряда в полость имеют место при токах, не превышающих несколько миллиампер, т.е. практически сразу при зажигании разряда между плоскими частями катода и анода. В то же время для более узкой щели требуются токи в сотни миллиампер.

Измерения тока ионов из плазмы на малый коллектор, расположенный за анодной сеткой и перемещаемый вдоль продольной оси разрядной системы, показали следующее. В отсутствие щели разряд, очевидно, реализуется только в области между торцевой

частью полого катода и плоским анодом. В этом случае профиль распределения ионного тока, отражающий в определённой степени распределение плотности плазмы, достаточно однородный, рис. 3.16, кривая 1.

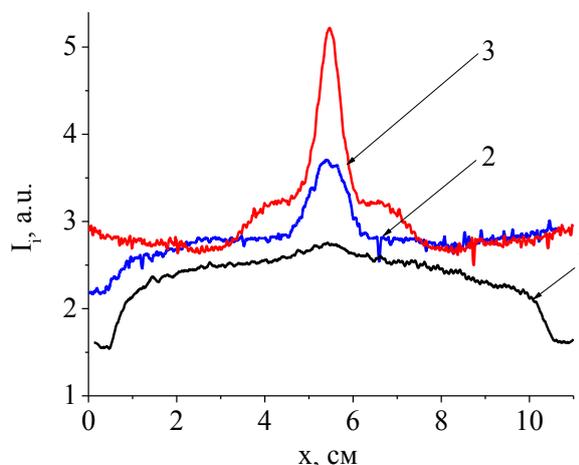


Рисунок 3.16 – Распределение ионного тока из плазмы: 1 – щель отсутствует; 2 – щель 1×18 мм; 3 – щель 1×36 мм. Ток разряда 10 мА, давление 30 Па, аргон

При токах разряда ниже пороговых разряд также горит только в области между плоскими электродами. Наличие щели приводит к появлению неоднородности распределения плотности плазмы вдоль протяженного размера полости с выраженным максимумом в центральной части разрядного промежутка (см. рис. 3.16, кривые 2 и 3). Степень неоднородности плотности плазмы заметно повышается с увеличением протяженности катодной щели. Возникающая неоднородность плотности плазмы приводит к утончению протяженности катодного слоя в локальной области катодной щели и тем самым стимулирует разрыв в этом месте ионного слоя и инициирование эффекта полого катода.

Таким образом, для тлеющего разряда с протяженным прямоугольным полым катодом и протяженной катодной щелью на пороговый ток инициирования эффекта полого катода оказывают влияние размеры катодной щели. Даже в случае узкой катодной щели, для которой условие разрыва катодного слоя заведомо не выполняется, увеличение длины щели приводит к проникновению плазмы в катодную полость. Такое влияние протяженности катодной щели может быть связано с усилением неоднородности распределения плотности разрядной плазмы при токах разряда ниже пороговых для инициирования эффекта полого катода. Результаты проведенных исследований позволяют более обоснованно подходить к выбору геометрии протяженной прямоугольной полости и

катодной щели при создании различных электроразрывных устройств на основе тлеющего разряда с протяженным полым катодом.

3.2 Формирование однородного ленточного электронного пучка и пучковой плазмы

Эмиссия электронов и формирование электронных пучков в форвакуумной области давлений сопровождаются ионизацией атомов газа в ускоряющем промежутке плазменного источника электронов и далее в области его транспортировки. Образующийся при этом поток ионов направлен в противоположную относительно ускорения электронов сторону и может оказывать влияние на зажигание и горение разряда с полым катодом. Кроме того, повышенное давление в области транспортировки электронного пучка приводит к большему рассеянию электронов на атомах рабочего газа, что может приводить к изменению профиля электронного пучка в зависимости от протяженности участка транспортировки. В настоящем разделе представлены результаты исследования влияния геометрии эмиссионного окна в аноде и протяженности участка транспортировки на однородность распределения тока электронного пучка.

3.2.1 Влияние размеров эмиссионного окна на однородность плотности тока электронного пучка

Исследование влияния геометрии эмиссионного окна в аноде на вид продольного распределения плотности тока пучка осуществлялось на установке, представленной на рис. 3.17.

Результаты экспериментов показали, что вид распределения плотности тока пучка зависит от размеров эмиссионного окна в аноде, тока разряда и давления газа. На рис. 3.18 представлены распределения тока пучка на измерительный зонд, перемещаемый вдоль эмиссионного окна в аноде.

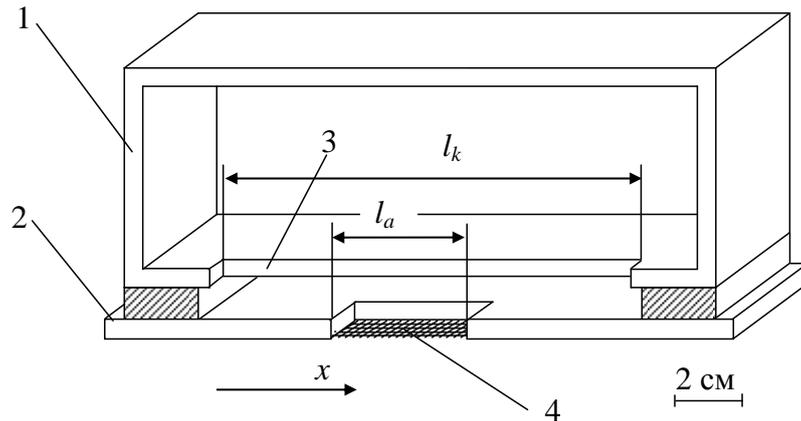


Рисунок 3.17 – Схема, иллюстрирующая изменение размеров окна в аноде: 1 – полый катод источника; 2 – плоский анод; 3 – щель в катодной полости; 4 – эмиссионное окно в аноде, перекрытое сеткой

Зонд располагался на фиксированном расстоянии от электронного источника 7 см. Координата X отсчитывалась от края катодной полости. При малой ширине эмиссионного окна l_a вид распределения подобен гауссову. С ростом ширины окна, начиная с размера 8 см, максимум в распределении практически исчезает и появляется характерное для ленточного пучка «плато», содержащее несколько максимумов.

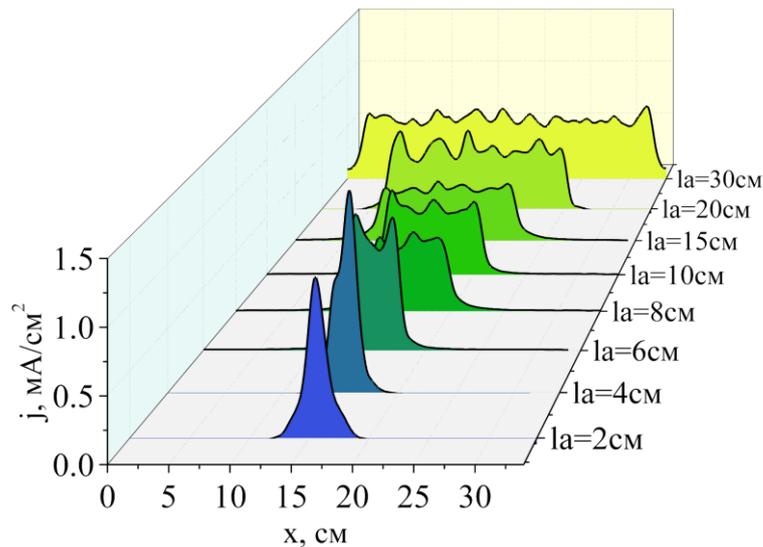


Рисунок 3.18 – Распределение плотности тока пучка вдоль эмиссионного окна в аноде при различной ширине окна l_a , ускоряющее напряжение 2 кВ. Ток разряда 400 мА, давление 7 Па

Количество максимумов зависит от ширины эмиссионного окна, а их величина — от ускоряющего напряжения. На рис. 3.19–3.22 представлены зависимости плотности эмиссионного тока от величины ускоряющего напряжения.

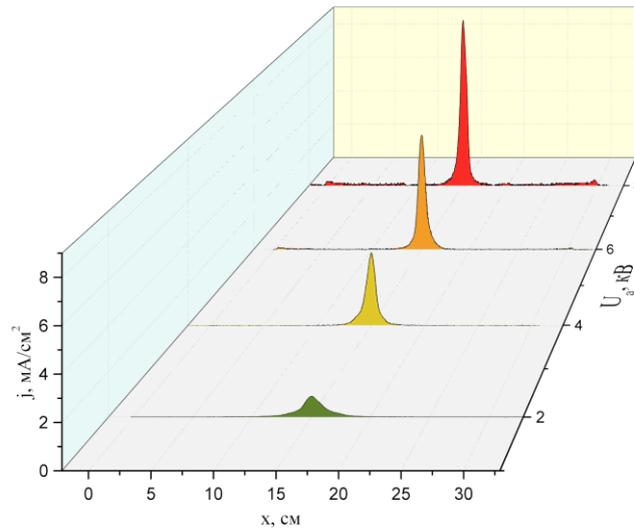


Рисунок 3.19 – Распределение плотности тока пучка вдоль эмиссионного окна в аноде при ширине окна 2 см. Ток разряда 400 мА, давление 7 Па

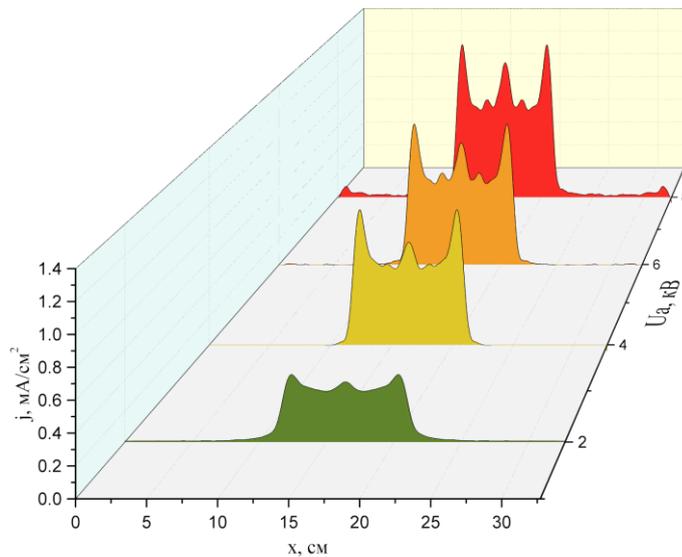


Рисунок 3.20 – Распределение плотности тока пучка вдоль эмиссионного окна в аноде при ширине окна 10 см. Ускоряющее напряжение U_a : 1 – 2 кВ; 2 – 4 кВ; 3 – 6 кВ; 4 – 7 кВ. Ток разряда 400 мА, давление 7 Па

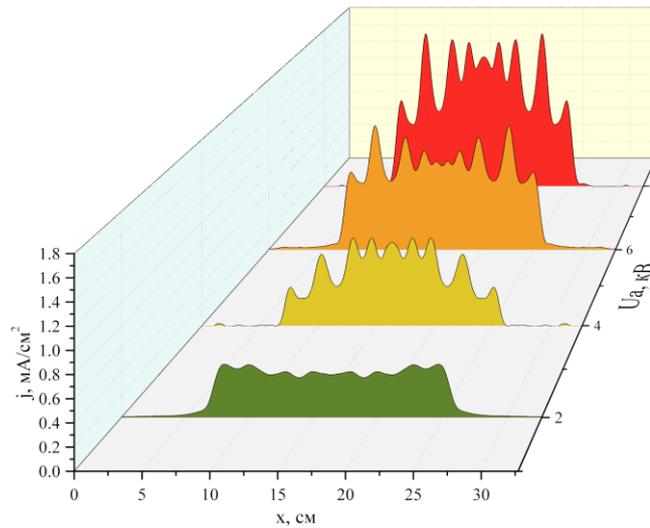


Рисунок 3.21 – Распределение плотности тока пучка вдоль эмиссионного окна в аноде при ширине окна 20 см. Ускоряющее напряжение U_a : 1 – 2 кВ; 2 – 4 кВ; 3 – 6 кВ; 4 – 7 кВ. Ток разряда 400 мА, давление 7 Па

Как видно из представленных распределений, равномерность извлекаемого электронного тока зависит от ускоряющего напряжения. Так, при ускоряющем напряжении 2 кВ распределение достаточно однородно, величина неоднородностей не превышает 25 % от амплитудного значения.

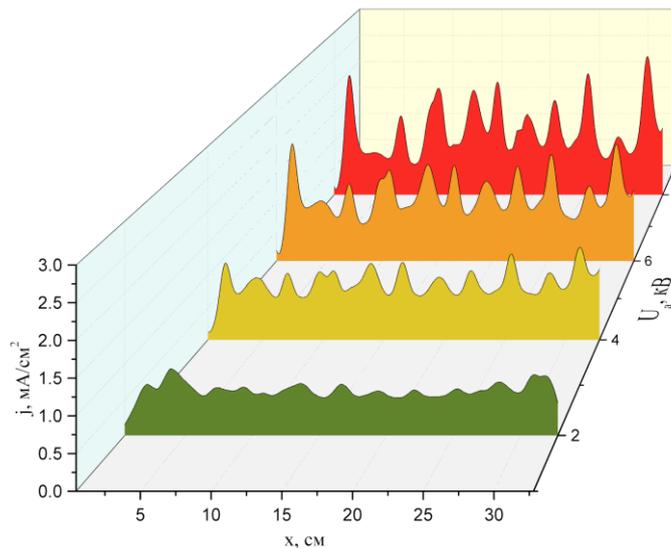


Рисунок 3.22 – Распределение плотности тока пучка вдоль эмиссионного окна в аноде при ширине окна 30 см. Ускоряющее напряжение U_a : 1 – 2 кВ; 2 – 4 кВ; 3 – 6 кВ; 4 – 7 кВ. Ток разряда 400 мА, давление 7 Па

Повышение ускоряющего напряжения приводит к обострению локальных неоднородностей, рис. 3.23, положение которых оказывается достаточно постоянным в пределах эмиссионного окна. Наибольшее отклонение от среднего значения тока наблюдается при ускоряющем напряжении 4 кВ, величина максимумов в распределении при этом достигает 50 % от среднего значения.

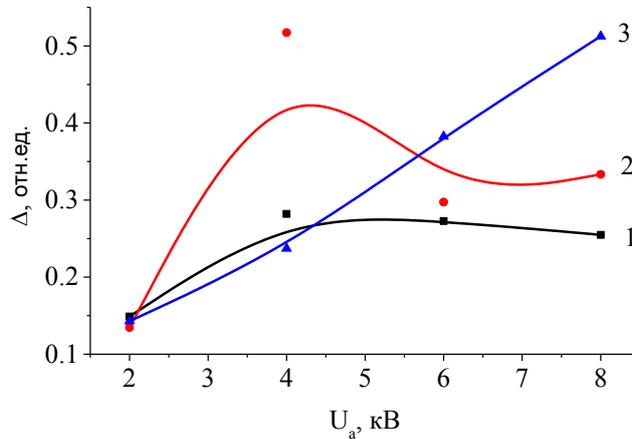


Рисунок 3.23 – Относительное отклонение от средней величины плотности тока в продольном распределении. Ширина окна в аноде: 1 – 10 см; 2 – 20 см; 3 – 30 см. Ток разряда 400 мА, давление 7 Па

Распределение ионного тока на зонд, перемещаемый вдоль эмиссионного окна в аноде, представлено на рис. 3.24–3.25. Для сравнения на тех же рисунках представлено распределение плотности тока пучка.

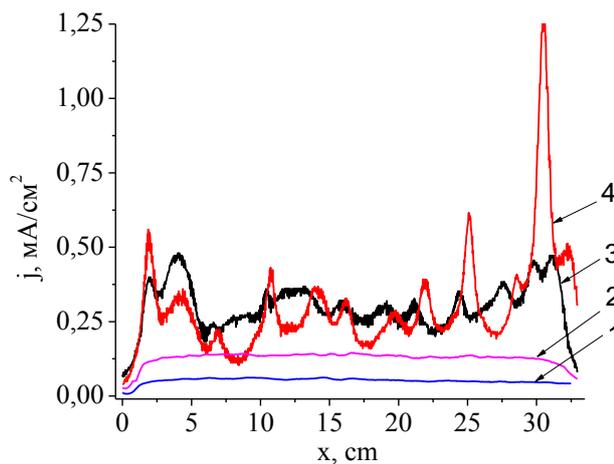


Рисунок 3.24 – Распределение ионного тока на зонд 1, 2 и плотности тока пучка 3, 4 для различных конфигураций эмиссионного окна и ускоряющего напряжения U_a : 1 – при наличии сетки в аноде; 2 – ионный ток в случае отсутствия эмиссионной сетки в аноде; 3 – $U_a = 2$ кВ; 4 – $U_a = 4$ кВ. Ток разряда 200 мА

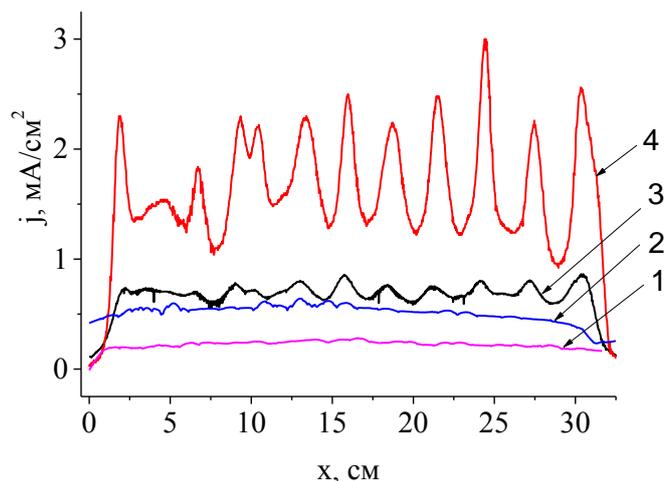


Рисунок 3.25 – Распределение ионного тока на зонд 1, 2 и плотности тока пучка 3, 4 для различных конфигураций эмиссионного окна и ускоряющего напряжения U_a : 1 – при наличии сетки в аноде; 2 – ионный ток в случае отсутствия эмиссионной сетки в аноде; 3 – $U_a = 2$ кВ; 4 – $U_a = 4$ кВ. Ток разряда 800 мА

Как видно из экспериментальных данных, представленных на рис. 3.24 и 3.25, распределение ионного тока более равномерное, чем распределение соответствующей плотности тока. Величина максимумов в распределении ионного тока и их количество значительно меньше, чем в распределении плотности тока. С ростом ускоряющего напряжения и тока разряда неоднородности усиливаются, а также на пространственное совпадение максимумов концентрации плазмы и максимумов в распределении плотности тока указывает существование зависимости между распределением плазмы вблизи эмиссионного окна в аноде и распределением плотности тока пучка. Возникновение и устойчивое положение неоднородностей в распределении плотности тока могут быть объяснены на основе образования положительной обратной связи между током пучка и концентрацией эмиссионной плазмы. Первоначальные неоднородности могут возникать за счет незначительного различия в размерах ячеек сетки, а также в связи с ее кривизной на каком – либо участке (ввиду высокой протяженности сетки – 30 см такое вполне возможно). Наличие неоднородностей вызывает хоть и малые, но различия в извлекаемом токе пучка. Неоднородный поток электронов пучка в ускоряющем промежутке приводит к неоднородной ионизации газа и неоднородному потоку ионов из ускоряющего промежутка в разрядную систему электронного источника. Ионный поток движется навстречу электронам пучка и, попадая в разрядную плазму и перезаряжаясь на газовых

молекулах, приводит к изменению пространственного заряда в локальной области. В результате возникает область с повышенной концентрацией плазмы. Повышенная концентрация вызывает увеличение извлекаемого электронного тока и рост обратного ионного потока – положительную обратную связь. Противодействующим фактором является диффузия ионов из области с повышенной концентрацией в остальные участки разряда.

Наличие существенных неоднородностей в распределении плотности тока в какой-то степени можно нивелировать подбором расстояния, на котором будет осуществляться использование электронного пучка. Так, измерение распределения плотности тока вдоль протяженного размера электронного источника показало, что вблизи области эмиссии электронного пучка в газовую атмосферу вакуумной камеры наблюдаются значительные неоднородности в распределении, рис. 3.26.

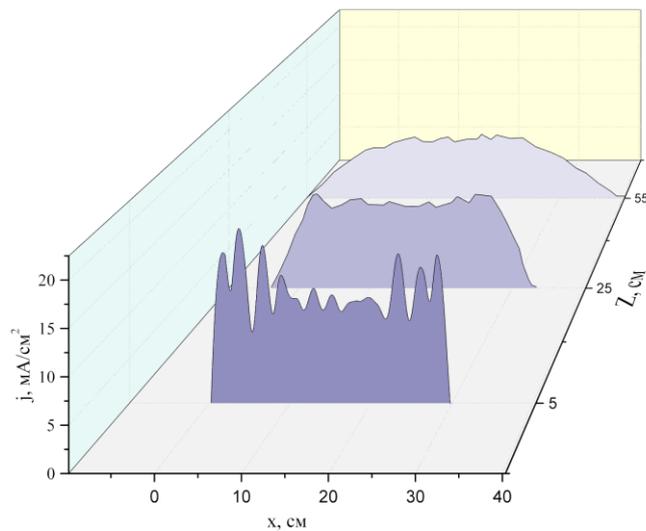


Рисунок 3.26 – Распределение плотности тока пучка вдоль продольной координаты для различных расстояний Z от электронного источника. Ток пучка 200 мА, ускоряющее напряжение 6 кВ, давление 25 Па

По мере распространения электронного пучка в газе указанные неоднородности сглаживаются, и на расстоянии более 50 см неоднородности в распределении не превышают 10 %.

3.2.2 Влияние параметров многоапертурной системы извлечения на формирование однородного ленточного электронного пучка в форвакуумной области давлений

В плазменных источниках широкоапертурных электронных пучков эмиссионный электрод обычно выполнен в виде находящейся под потенциалом анода мелкоструктурной металлической сетки [98]. Ускоряющий электрод также может быть сеточным. Анодная сетка обеспечивает стабилизацию плазменной эмиссионной поверхности и обуславливает, таким образом, однородность плотности тока эмиссии электронов из плазмы. Сетка ускоряющего электрода экранирует провисание электрического поля в область транспортировки электронного пучка и тем самым препятствует его расходимости. При использовании ускоряющей сетки с высокой геометрической прозрачностью потери электронного пучка не оказывают заметного влияния на ресурс электронного источника.

Для форвакуумного плазменного источника электронов, функционирующего при повышенных по сравнению с традиционными плазменными источниками давлениях газа, существенно возрастает роль обратного ионного потока. Под действием обратного ионного потока анодная сетка нагревается. Это приводит к ее деформации и, следовательно, к ухудшению однородности электронного пучка. Ослабление тепловой нагрузки электродов под действием обратного ионного потока может быть достигнуто при использовании многоапертурной системы извлечения. Такие системы широко используются в источниках широкоапертурных пучков заряженных частиц, в том числе в плазменных источниках электронов с выводом пучка в атмосферу [99, 100]. В многоапертурных системах извлечения [101, 102] ионный или электронный пучок образуется в результате сложения отдельных пучков, формируемых в элементарных ускорительных ячейках. При относительно небольших значениях высокого напряжения элементарная ячейка содержит два электрода (эмиссионный и ускоряющий) с коаксиальными отверстиями. При использовании многоапертурной системы извлечения потери электронного пучка на ускоряющем электроде заметно ниже. Тепловая нагрузка за счет ионного потока на эмиссионную многоапертурную систему электронного источника также снижается в результате более эффективного теплоотвода [103, 104]. Именно необходимость снижения тепловой нагрузки электродов для обеспечения однородности электронного пучка

ка вместе и повышения ресурса является определяющим фактором для использования многоапертурной системы извлечения в форвакуумном плазменном источнике ленточного электронного пучка.

Исследование влияния многоапертурной системы извлечения на тепловую нагрузку эмиссионного электрода и параметры электронного пучка осуществлялось на установке, схема которой приведена на рис. 3.27. Используемые вставки и конструкция многоапертурной системы извлечения описаны ранее в гл. 2. Толщина пластин перфорированного эмиссионного электрода (анода) составляла 1 мм, отверстия перекрывались мелкоструктурной металлической сеткой с геометрической прозрачностью 70 % и располагались вдоль одной линии соосно с отверстиями в экстракторе. Число отверстий было 54, диаметр отверстий d_1 3,5 мм. Расстояние между центрами отверстий составляло 6 мм, длина линии, вдоль которой располагались отверстия, составляла 32 см. Экстрактор перекрывался перфорированной пластиной с соосными эмиссионному электроду отверстиями.

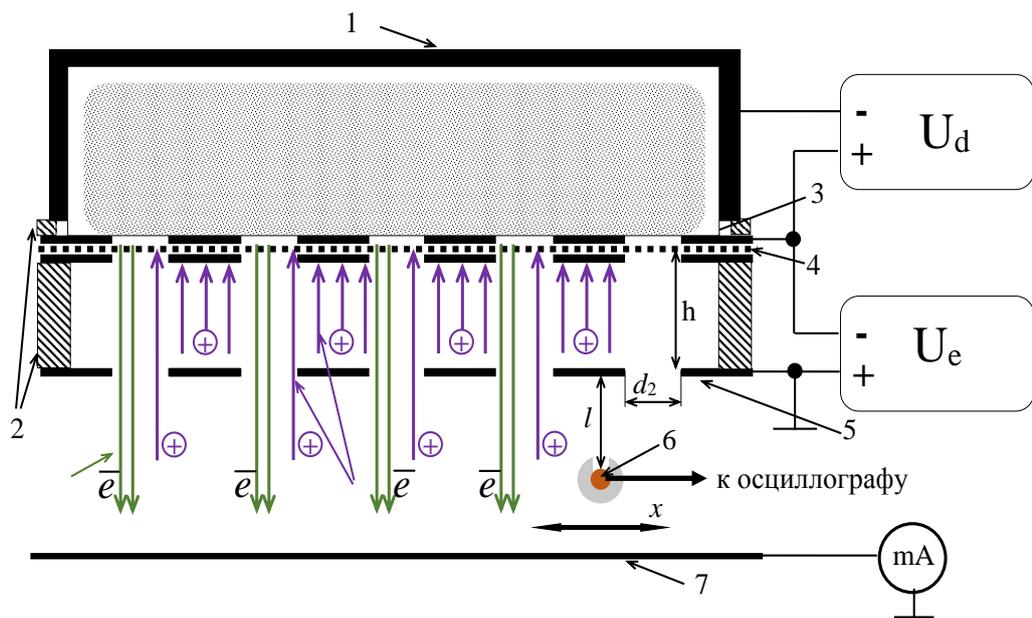


Рисунок 3.27 – Схема электронного источника с многоапертурной системой: 1 – полый катод; 2 – изоляторы; 3 – анод; 4 – эмиссионная сетка; 5 – экстрактор; 6 – зонд для измерения плотности тока пучка; 7 – коллектор

Расположение элементарных отверстий вдоль одной линии являлось результатом компромисса между необходимостью достижения относительно большого тока электронного пучка и сохранения малого размера пучка в поперечном сечении. Повышение

тока электронного источника позволяет генерировать более плотную пучковую плазму, в то время как более узкий в поперечном сечении пучок необходим для обеспечения однородности пучковой плазмы при распространении электронного пучка. В случае расположения отверстий вдоль нескольких параллельных линий, как, например, в источнике, описанном в [102], поперечное сечение электронного пучка заметно увеличивается. Уменьшение диаметра используемых отверстий для снижения поперечного сечения электронного пучка приводит к уменьшению извлекаемого тока. Кроме того, в этом случае снижается теплоотвод от перфорированного электрода, расположенного в аноде, в результате утоньшения промежутков между отверстиями.

В экспериментах были использованы три сменные вставки в экстракторе с различным диаметром отверстий d_2 – 3,5; 4,5 и 5,5 мм. Протяженность ускоряющего промежутка (расстояние между плоскостью сетки и пластиной экстрактора) l_{ae} изменялось от 2,5 до 10 мм.

Для электрической изоляции ускоряющего промежутка использовался капролоновый изолятор 2, имеющий выступ в ускоряющий промежуток (на схеме не показан). Такая форма изолятора обеспечивала электрическую прочность ускоряющего промежутка за счет уменьшения вероятности пробоя по так называемым «длинным путям».

Электронный источник функционирует в атмосфере азота при давлении 5–20 Па и генерирует электронный пучок в виде ленты. После прохождения вакуумной камеры электронный пучок попадал на коллектор, расположенный на расстоянии 50 см от электронного источника. Ускоряющее напряжение DC в экспериментах варьировалось от 2 до 8 кВ, ток разряда DC – 200 до 800 мА. Минимальное значение протяженности ускоряющего промежутка, а также максимальная величина ускоряющего напряжения были ограничены нарушением электрической прочности ускоряющего промежутка и возникновением пробоев. Имелась возможность измерения тока на экстрактор для определения потерь пучка на нем. Для этого экстрактор подключался на землю через токовый прибор.

Распределение плотности тока исследовалось с помощью подвижного зонда b , расположенного на расстоянии 10 либо 30 см от плоскости экстрактора. Измерение распределения плотности тока на разных расстояниях от электронного источника позволяло оценить влияние протяженности транспортировки на однородность электронного пучка.

Ток электронов измерялся с помощью осциллографа, подключенного через измерительный резистор к зонду.

Основное преимущество использования многоапертурной системы извлечения заключается в возможности снижения потерь тока электронного пучка при попадании рассеянных электронов на экстрактор. Как показали эксперименты, на величину тока пучка, перехватываемого экстрактором, оказывают влияние протяженность ускоряющего промежутка l_{ae} , ускоряющее напряжение U_a , а также ток разряда I_d .

Эксперименты показали, что с ростом ускоряющего напряжения во всем диапазоне изменения расстояния анод–экстрактор ток электронного пучка увеличивается. В то же время увеличение расстояния анод–экстрактор приводит к снижению величины тока пучка, рис. 3.28.

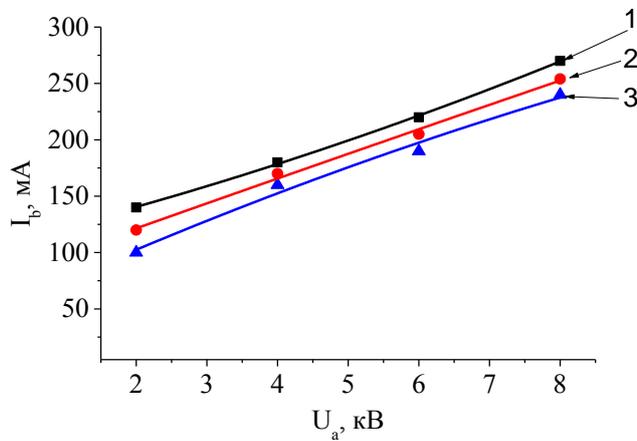


Рисунок 3.28 – Зависимость тока пучка I_b от ускоряющего напряжения U_a для различных расстояний анод–экстрактор: 1 – 2.5 мм; 2 – 5 мм; 3 – 10 мм

С увеличением тока разряда, очевидно, увеличивается общий эмиссионный ток и ток электронного пучка, однако также возрастают и потери тока на перфорированной пластине экстрактора. Зависимость коэффициента токопрохождения α иллюстрирует это на рис. 3.29. Коэффициент токопрохождения рассчитывался по следующей формуле:

$$\alpha = 1 - \frac{I_{loss}}{I_e} \quad (3.7)$$

где I_{loss} – ток потерь на экстракторе; I_e – ток эмиссии.

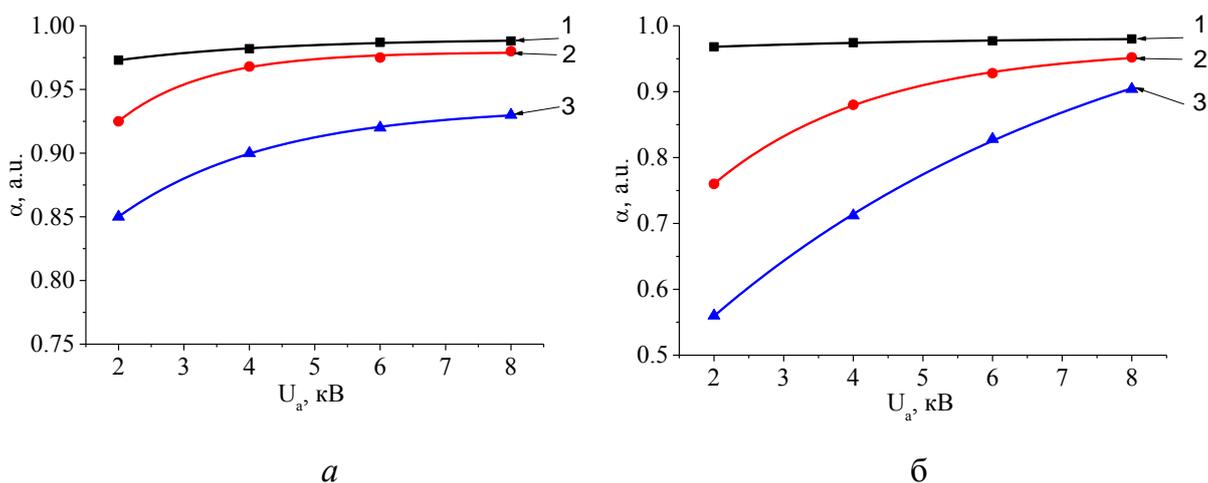


Рисунок 3.29 – Коэффициент токопрохождения многоапертурной системы в зависимости от ускоряющего напряжения U_a для различных расстояний анод–экстрактор: 1 – 2,5 мм; 2 – 5 мм; 3 – 10 мм. Ток разряда I_d : а – 200 мА; б – 600 мА

Как видно из представленных на рис. 3.29 зависимостей, коэффициент токопрохождения увеличивается с ростом ускоряющего напряжения, что может быть связано с изменением конфигурации электростатического поля в ускоряющем промежутке, а также снижением рассеяния электронов пучка на молекулах остаточного газа. Как известно [105], с ростом энергии электронов снижается сечение взаимодействия электронов с молекулами газа. Указанный эффект наиболее полно проявляется в форвакуумной области давлений, где электроны пучка при своем распространении испытывают множество актов взаимодействия с молекулами остаточного газа по сравнению с их транспортировкой в области более низких давлений.

Эксперименты по оптимизации геометрии многоапертурной системы извлечения показали, что наименьшие потери тока пучка на экстракторе наблюдаются при расстоянии анод–экстрактор, равном 2,5 мм, и одинаковых диаметрах элементарных отверстий в аноде и экстракторе. При этом токи на экстракторе составили не более 2–3 %. Кроме того, использование многоапертурной системы позволило увеличить ресурс эмиссионной сетки, расположенной в аноде. Сетка, расположенная между двумя пластинками с отверстиями, даже при длительной эксплуатации в течение нескольких часов обеспечивала функционирование электронного источника и позволяла генерировать электронный пучок с энергией электронов до 8 кВ и общим током 300 мА.

Немаловажной характеристикой ленточного электронного пучка является однородность распределения плотности тока по его сечению. Однородное распределение

позволяет осуществлять пучково-плазменную обработку протяженных объектов либо одновременную обработку нескольких объектов.

Типичное распределение плотности тока ленточного электронного пучка при разных ускоряющих напряжениях и различных расстояниях между анодом и экстрактором представлены на рис. 3.30.

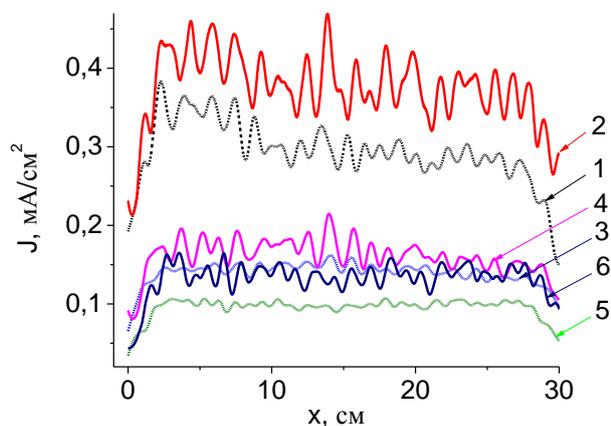


Рисунок 3.30 – Распределение плотности тока ленточного электронного пучка при расстоянии между анодом и экстрактором: 1, 2 – 2,5 мм; 3, 4 – 5 мм; 5, 6 – 10 мм. Ускоряющее напряжение: 1, 3, 5 – 2 кВ; 2, 4, 6 – 8 кВ. Размер отверстий в аноде и экстракторе 3,5 мм

Из представленных на рис. 3.30 зависимостей видно, что при увеличении расстояния анод–экстрактор с 2,5 до 5 мм наблюдается незначительное улучшение однородности распределения плотности тока пучка, кривые 1, 2 и 3, 4. Среднее же значение плотности тока спадает почти в два раза. Дальнейшее увеличение расстояния между анодом и катодом до 10 мм негативно сказывается как на однородности распределения плотности тока, так и на средней величине этого тока, кривые 5, 6. Также на однородность распределения независимо от расстояния анод–экстрактор оказывает влияние ускоряющее напряжение. С повышением ускоряющего напряжения неоднородности усиливаются.

Уменьшение среднего тока пучка при повышении расстояния анод–экстрактор скорее всего связано с попаданием части электронов пучка на пластину с отверстиями, расположенную в экстракторе. Действительно, повышение расстояния анод–экстрактор приводит к изменению картины распределения электростатического поля в ускоряющем промежутке, что приводит к изменению траектории ускоренных электронов и их пере-

хвату экстрактором. Измерения тока, приходящегося на экстрактор, и тока пучка, представленные на рис. 3.31, подтверждают это.

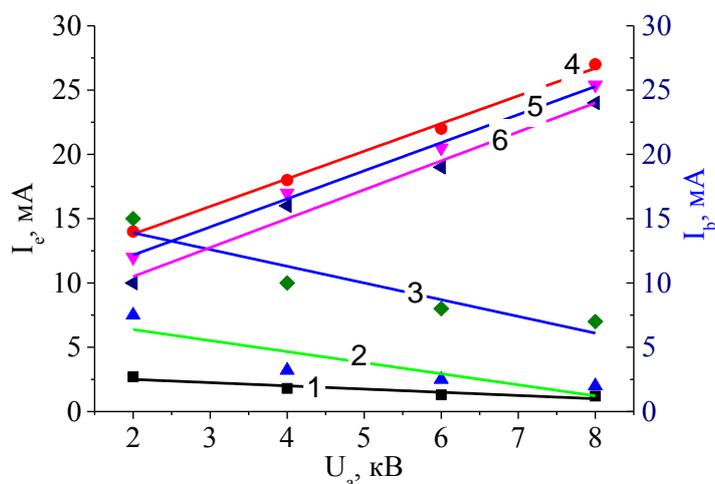


Рисунок 3.31 – Зависимость тока на экстрактор (I_e) и тока пучка (I_b) от ускоряющего напряжения для различных расстояний анод–экстрактор: 1, 4 – 2,5 мм; 2, 5 – 5 мм; 3, 6 – 10 мм

Как видно из рис. 3.31, с повышением расстояния анод–экстрактор возрастают потери тока на экстракторе. При расстоянии 10 мм между анодом и экстрактором потери тока пучка достигают 15 мА, что составляет практически половину от тока пучка. Работа электронного источника в таком режиме приводит к нагреву пластины в экстракторе и ее искривлению, что негативно сказывается на однородности извлекаемого тока, а также может привести к закорачиванию ускоряющего промежутка и потере работоспособности.

Наличие максимумов в распределении плотности тока, очевидно, связано с неполным перекрытием элементарных струй тока, эмитированных отдельными ячейками многоапертурной системы. Действительно, повышение ускоряющего напряжения снижает расходимость элементарных струй и приводит к обострению неоднородностей, рис. 3.32. С увеличением расстояния транспортировки электронного пучка этот эффект ослабляется и однородность улучшается. Так, уже на расстоянии 20 см от экстрактора неоднородность плотности тока электронного пучка не превышает 10 % от ее средней величины (см. рис. 3.32).

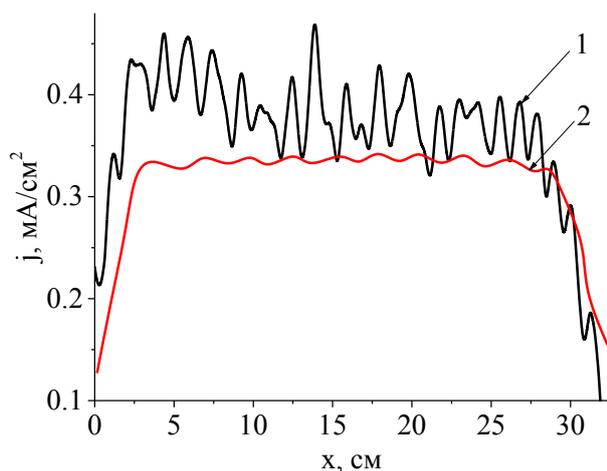


Рисунок 3.32 – Распределение плотности тока ленточного электронного пучка при расстоянии между анодом и экстрактором 2,5 мм. Ускоряющее напряжение 8 кВ. Расстояние от экстрактора электронного источника: 1 – 10 см, 2 – 30 см.

Однородное распределение сохраняется на всем последующем участке транспортировки пучка вплоть до коллектора, расположенного на расстоянии 50 см от экстрактора.

3.3 Выводы

В электродной системе форвакуумного плазменного источника электронов на основе разряда с протяженным полым катодом однородность плотности плазмы в катодной полости зависит от протяженности полого катода, тока разряда и давления газа. Для полости протяженностью 28 см минимальный ток разряда, обеспечивающий его диффузное горение, составляет порядка 50 мА. При меньших токах разряда в катодной полости вдоль ее протяженного размера формируются регулярные области протяженностью от 1 до 3 см с локальной более высокой плотностью плазмы. Неоднородность плотности плазмы усиливается при уменьшении разрядного тока и снижении давления газа, и эта неоднородность не позволяет формировать ленточный электронный пучок с высокой равномерностью плотности тока.

Для тлеющего разряда с протяженным прямоугольным полым катодом на пороговый ток зажигания разряда внутри катодной полости и инициирование таким образом эффекта полого катода, наряду с известным влиянием давления оказывают также влияние ширина катодной щели, и ее длина. При этом условие возникновения эффекта поло-

го катода в результате сравнения протяженности катодного слоя только с шириной катодной щели не выполняется. В этом случае важное значение имеет и длина щели. С увеличением длины катодной щели уменьшается пороговый ток перехода, определяющий концентрацию разрядной плазмы и протяженность прикатодного слоя. Даже в случае узкой катодной щели, для которой условие разрыва катодного слоя заведомо не выполняется, увеличение длины щели приводит к проникновению плазмы в катодную полость. Для перехода требуется увеличивать протяженность щели до значений, в 10–20 раз превышающих протяженность катодного слоя, в зависимости от ширины щели.

Использование многоапертурной системы извлечения оригинальной конструкции с диаметром элементарных отверстий в аноде 3 мм и 5,5 мм в экстракторе при расстоянии между анодом и экстрактором 2,5 мм обеспечивает снижение тепловой нагрузки эмиссионного электрода и соответствующее повышение его ресурса за счет снижения потерь на экстракторе. При давлениях 10–30 Па источник с многоапертурной системой извлечения позволяет генерировать электронный пучок в виде ленты с поперечными размерами $10 \times 300 \text{ мм}^2$ и протяженностью 50 см, с энергией электронов пучка до 8 кэВ и током до 100 мА.

ГЛАВА 4 ПУЧКОВО-ПЛАЗМЕННАЯ ОБРАБОТКА ДИЭЛЕКТРИКОВ В ФОРВАКУУМНОЙ ОБЛАСТИ ДАВЛЕНИЙ

В настоящей главе представлены результаты использования форвакуумного плазменного электронного источника для генерации пучковой плазмы и пучково-плазменной обработки полимеров. На примере полипропилена и полиэтилена определена степень влияния режимов обработки на их поверхностные и оптические свойства. Результаты исследований, изложенные в данной главе, опубликованы в [106–110].

4.1 Формирование потоков ионов из пучковой плазмы

Низкотемпературная неравновесная плазма находит применение в различных отраслях промышленности – от авиационной до медицинской [111–114]. Плазменная обработка, в отличие от традиционных химико-технологических процессов, является менее энергозатратной, более экологически чистой, кроме того, ряд задач возможно решить только с использованием плазменных технологий. Благодаря возможности быстрого управления параметрами и скоростью обработки плазменные методы все чаще выбираются в качестве основных для контролируемой обработки поверхности полимеров [115–119]. Одним из наиболее широко используемых полимеров является полиэтилен высокого давления (ПВД). Благодаря своим уникальным свойствам, таким как низкая плотность, легкость обработки, долговечность, гибкость и химическая стойкость, а также его низкой стоимости он широко используется в различных технологических приложениях, таких как микроэлектроника, медицинские имплантаты и ортопедические устройства. Несмотря на превосходные объемные и механические свойства, полиэтилен зачастую не обладает необходимыми прочностными и функциональными поверхностными свойствами. Поверхность ПВД характеризуется низкой смачиваемостью, адгезией и биосовместимостью, что делает ее непригодной для целого ряда перспективных применений, таких, как, например, нанесение покрытий и покраска для обеспечения совместимости с химическим или биологическим контактным материалом [120–122]. Одним из способов изменения поверхностных свойств обрабатываемого материала является ионно-плазменное воздействие. Плазменная обработка позволяет изменять свойства поверхности, сохраняя исходные характеристики в объеме основного материала.

Как правило, для плазменной модификации полимеров используются различные типы газовых разрядов [123,124]. Альтернативным методом создания плазмы для модификации полимеров является ионизация газа ускоренным электронным пучком [125]. Привлекательность такого подхода обусловлена возможностью регулирования параметров плазмы не только давлением и родом плазмообразующей газовой среды, но также и током электронного пучка, его плотностью и энергией ускоренных электронов. Для обеспечения необходимой плотности пучковой плазмы давление газа в области транспортировки электронного пучка должно составлять величину в пределах 1–100 Па [126].

В этой области давлений генерация электронного пучка и пучковой плазмы наиболее простым и эффективным способом может быть реализована при использовании форвакуумных плазменных источников электронов. Формирование в таких источниках электронных пучков ленточной конфигурации делает возможным создание однородного плазменного образования большой площади, что особенно важно при обработке протяженных плоских изделий.

На результат плазменной обработки оказывают влияние параметры плазмы, которые, в свою очередь, определяются параметрами электронного пучка, давлением и родом газа, а также расположением обрабатываемых подложек в вакуумной камере. Для определения влияния каждого из этих факторов были проведены исследования, описанные в этом параграфе.

Эксперимент по генерации пучковой плазмы проводился на вакуумной установке с использованием форвакуумного плазменного источника ленточного пучка с многоапертурной системой извлечения. Давление в камере составляло 5–10 Па. Схема эксперимента, на которой изображены электронный источник, а также измерительные приборы, приведена на рис. 4.1.

Для измерения температуры плазменных электронов и концентрации плазмы использовался двойной зонд. Зонд располагался на устройстве перемещения, которое позволяло изменять положение зонда вдоль оси y , отсчитываемой от срединной плоскости электронного пучка перпендикулярно направлению его распространения (см. рис. 4.1). От электронов пучка зонд был защищен металлическим экраном 7.

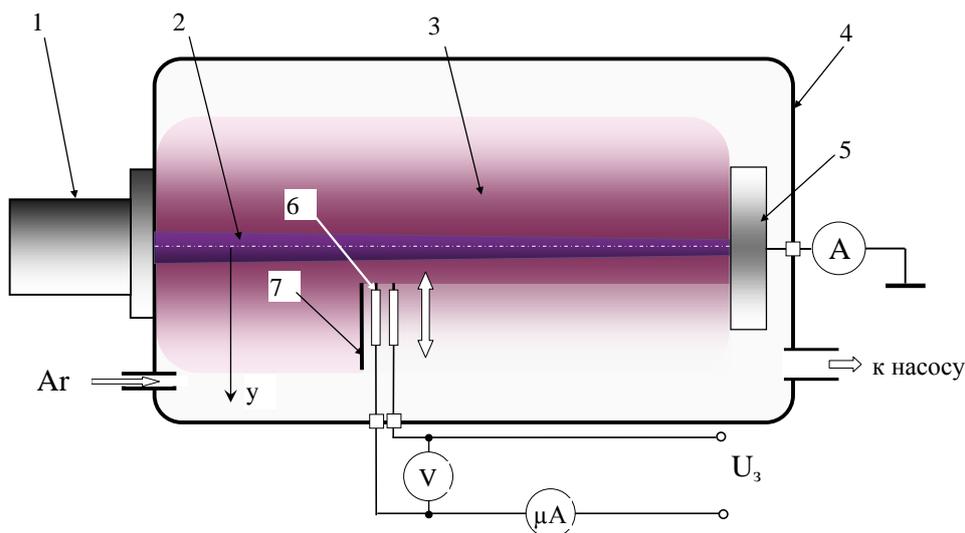


Рисунок 4.1 – Схема измерения параметров пучковой плазмы: 1 - форвакуумный плазменный источник ленточного пучка; 2 – электронный пучок; 3 – пучковая плазма; 4 – вакуумная камера; 5 – коллектор электронного пучка; 6 – двойной зонд; 7 – защитный экран зонда

Измерения концентрации плазмы осуществлялись для атмосферы аргона и гелия. Зависимость температуры плазменных электронов для аргона при различном положении зонда относительно плазмы и для разных токов пучка показана на рис. 4.2. Измеренные значения температуры оказались в диапазоне 0,4–1,2 эВ, что соответствует значениям, полученным в аналогичных условиях согласно литературным данным [127, 128]. При повышении тока пучка, как видно из рис. 4.2, температура плазменных электронов повышается, и при токах более 150 мА наблюдается резкий рост температуры электронов. Такой скачок температуры в представленных условиях связан, скорее всего, с формированием пучковой неустойчивости и возникновением так называемого пучково-плазменного разряда [129]. Раскачка плазменных колебаний и передача энергии электронов пучка плазменным электронам приводят к повышению их температуры. Кроме того, пучково-плазменный разряд характеризуется наличием высокочастотных колебаний и сложности диагностики параметров плазмы зондовыми методами. Из рис. 4.2 видно, что с ростом температуры электронов повышается и ее разброс в пределах одного положения зонда. Следует отметить, что измеренная температура плазменных электронов оказалась слабо зависящей от положения зонда относительно срединной плоскости электронного пучка. Это может быть полезно при использовании пучковой плазмы для последующей обработки полимерных материалов.

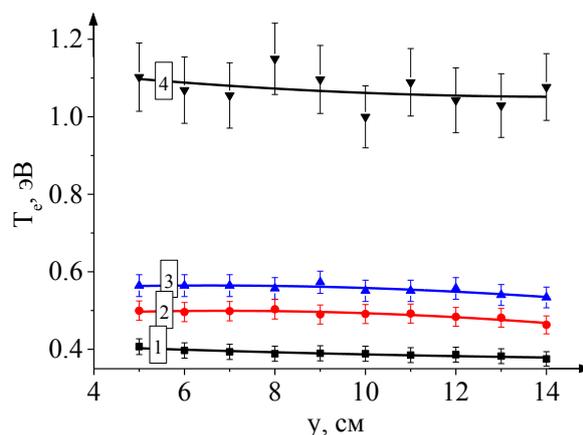


Рисунок 4.2 – Зависимость температуры плазменных электронов от расстояния до срединной плоскости пучка. Токи пучка: 1 – 80 мА; 2 – 100 мА; 3 – 150 мА; 4 – 200 мА. Ускоряющее напряжение 3 кВ

Концентрация пучковой плазмы, в отличие от температуры плазменных электронов, заметно изменяется в области транспортировки электронного пучка, рис. 4.3.

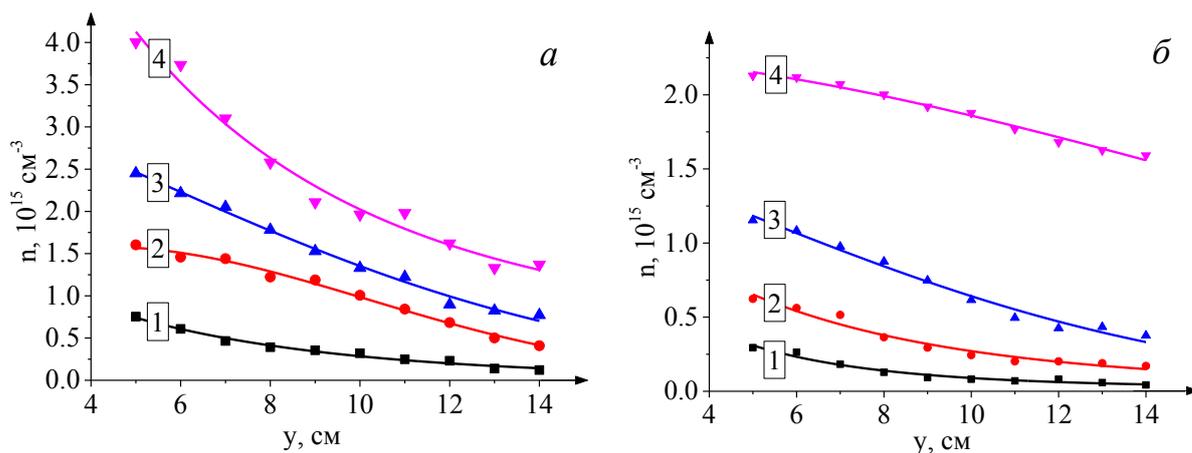


Рисунок 4.3 – Зависимость концентрации плазмы аргона (а) и гелия (б) от расстояния до срединной плоскости пучка. Токи пучка: 1 – 80 мА; 2 - 100 мА; 3 – 150 мА; 4 – 200 мА. Ускоряющее напряжение 3 кВ

Концентрация плазмы выше для аргона (см. рис. 4.3, а), что связано с большим сечением ионизации молекул газа электронным ударом. По сравнению с аргоном концентрация гелиевой плазмы ниже практически в два раза (рис.4.3, б).

Еще одним фактором, оказывающим влияние на концентрацию пучковой плазмы, является ускоряющее напряжение, величина которого напрямую определяет энергию электронов пучка, а также условия его фокусировки. Зависимость концентрации пучко-

вой плазмы от ускоряющего напряжения представлена на рис. 4.4. При токах пучка менее 200 мА с ростом ускоряющего напряжения концентрация пучковой плазмы снижается. Это связано с уменьшением сечения ионизации газа электронами пучка, а также снижением расходимости электронного пучка и его сечения в поперечном направлении. Последнее приводит к ослаблению ионизации газа на периферии пучка.

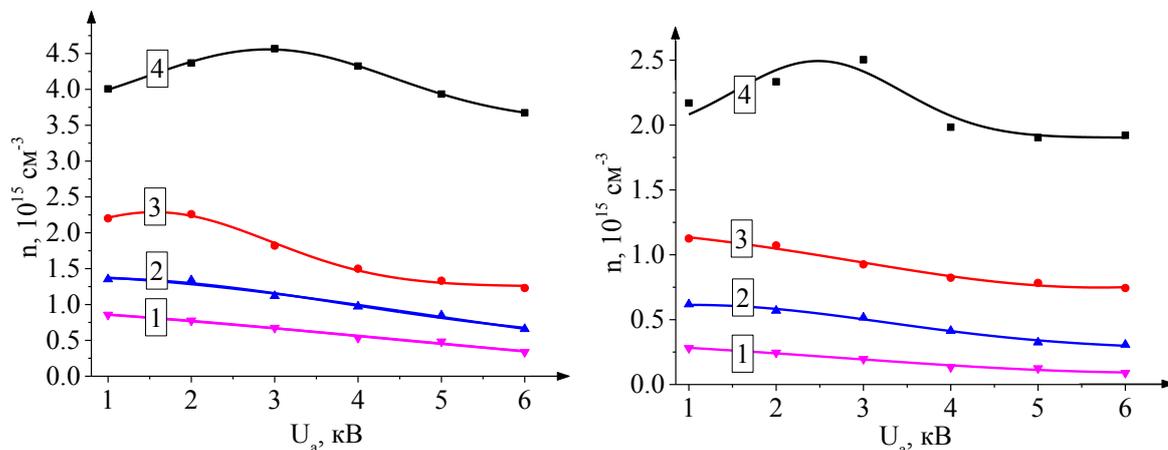


Рисунок 4.4 – Зависимость концентрации плазмы аргона (а) и гелия (б) от ускоряющего напряжения. Токи пучка: 1 – 80 мА; 2 – 100 мА; 3 – 150 мА; 4 – 200 мА. Расстояние до срединной плоскости пучка 6 см

При токах пучка уровня 200 мА и выше наблюдается немонотонная зависимость концентрации от ускоряющего напряжения. Такая зависимость может быть связана с иницированием пучково-плазменного разряда при достижении определенных значений тока пучка и энергии электронов. Режим пучково-плазменного разряда не является стабильным и требует точного поддержания параметров электронного пучка и давления газа для его иницирования. Такая нестабильность не позволяет использовать этот разряд в длительных процессах пучково-плазменной обработки материалов. Именно поэтому дальнейшие исследования проводились при параметрах электронного пучка и давления газа, не приводящих к формированию ППР.

Извлечение ионов из пучковой плазмы с целью использования их для дальнейшей обработки полимеров осуществлялось на установке, схема которой представлена на рис. 4.5.

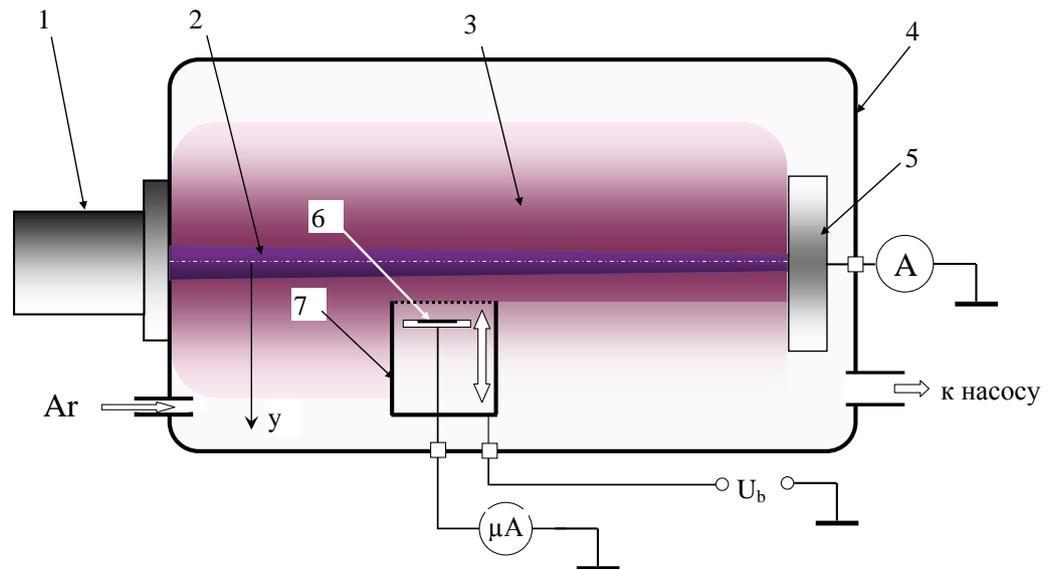


Рисунок 4.5 – Схема измерения плотности ионного потока из пучковой плазмы: 1 – форвакуумный плазменный источник ленточного пучка; 2 – электронный пучок; 3 – пучковая плазма; 4 – вакуумная камера; 5 – коллектор ионов; 6 – двойной зонд; 7 – защитный экран и извлекающая сетка

Для фиксации плазменной границы использовалась металлическая сетка, расположенная параллельно направлению распространения электронного пучка. Расстояние от сетки до пучка составляло 5 см, что позволяло снизить ее нагрев рассеянными электронами пучка. Поток ионов из плазмы формировался за счет их движения из плазмы на заземленную поверхность зонда. Кроме того, имелась возможность подачи отрицательного потенциала на зонд для контроля энергии ионов.

На рис. 4.6–4.7 представлены результаты измерения плотности ионного тока в зависимости от расстояния до срединной плоскости пучка, ускоряющего напряжения и давления аргона или гелия.

Плотность ионного тока уменьшается при увеличении расстояния до срединной плоскости пучка, что в условиях форвакуумного диапазона давлений может быть связано с их рассеянием на молекулах газа. Снижение тока ионов может быть компенсировано подачей отрицательного потенциала на извлекающую сетку. Однако в условиях повышенных давлений при повышении потенциала на извлекающей сетке более 100 В зажигается тлеющий разряд между сеткой и стенками камеры, играющей роль полого катода в этих условиях.

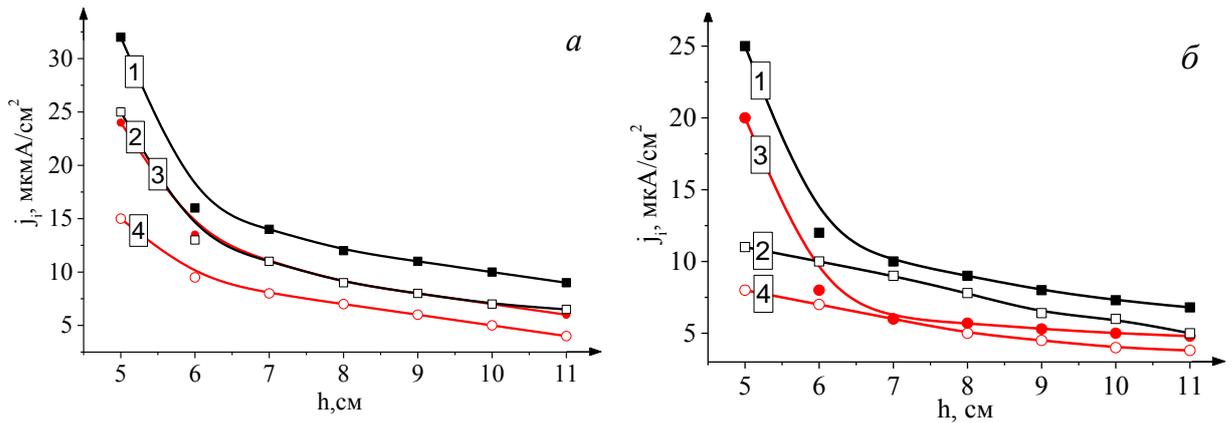


Рисунок 4.6 – Зависимость ионного тока от расстояния до оси пучка, рабочая атмосфера–воздух, $P = 7$ Па, ускоряющее напряжение: $a - U_a = 4$ кВ; $b - U_a = 6$ кВ. Смещение U_b на сетке: 1, 3 – – 100 В; 2, 4 – 0 В. Ток пучка: 1, 2 – 600 мА; 3, 4 – 400 мА

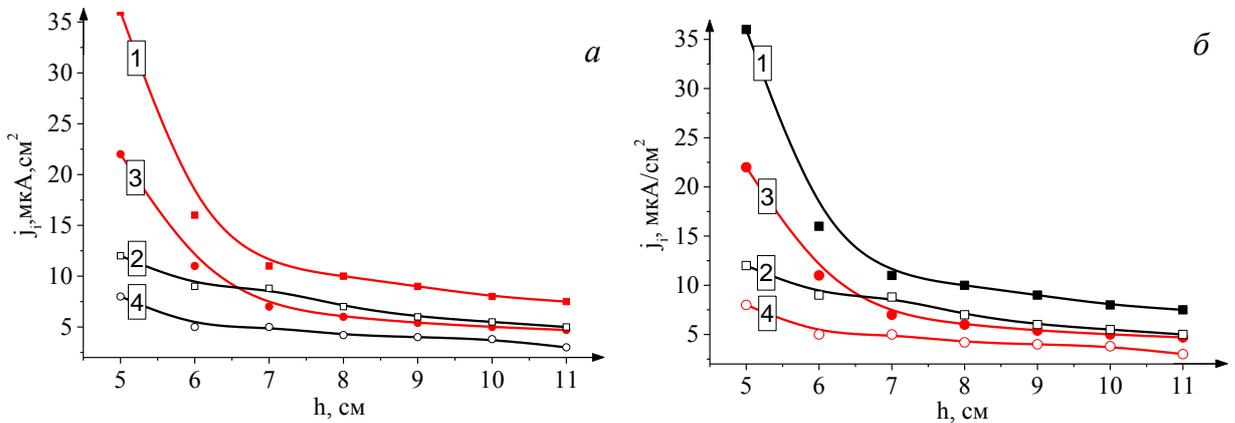
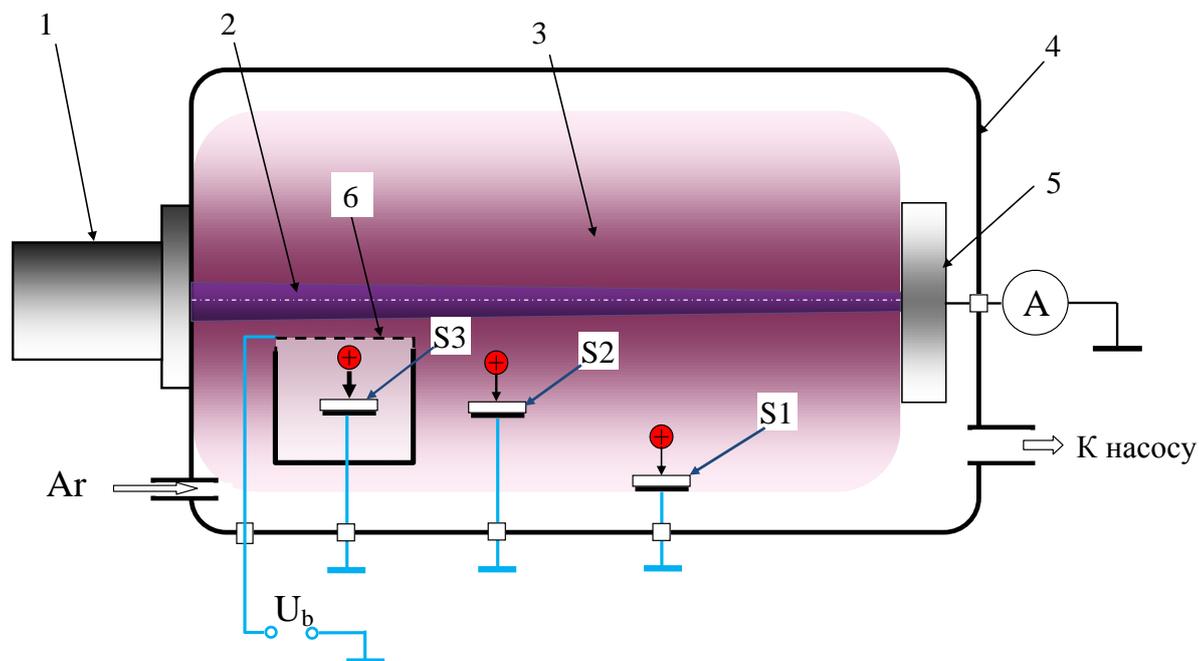


Рисунок 4.7 – Зависимость ионного тока от расстояния до оси пучка, рабочая атмосфера–гелий $P = 7$ Па, ускоряющее напряжение: $a - U_a = 4$ кВ; $b - U_a = 6$ кВ. Смещение U_b на сетке: 1, 3 – – 100 В; 2, 4 – 0 В. Ток пучка: 1, 2 – 600 мА; 3, 4 – 400 мА

Измеренное значение плотности ионного тока при потенциале на сетке «–100 В» составило порядка $0,25 \text{ А/м}^2$, этого может быть достаточно для проведения модификации полимеров. Для сравнения – простые оценки плотности Бомовского ионного тока из плазмы такой концентрации по формуле [130] $j_B = 0.4en_0\sqrt{\frac{kT_e}{M_{Ar}}}$ составили порядка $0,3 \text{ А/м}^2$. Значения в формуле: e , k – заряд электрона и постоянная Больцмана соответственно; n_0 – концентрация плазмы, из экспериментов $0,3 \times 10^{16} \text{ м}^{-3}$; T_e – температура плазменных электронов в условиях эксперимента порядка 1 эВ; M_{Ar} – масса иона аргона, кг.

4.2 Обработка полимеров в пучковой плазме, генерируемой форвакуумным плазменным электронным источником

Установка для генерации электронно-пучковой плазмы состояла из форвакуумного плазменного электронного источника, устанавливаемого на вакуумную камеру, системы откачки и источников электропитания, рис. 4.8.



Риснок 4.8 – Схема эксперимента по плазменной обработке полиэтилена. 1 – форвакуумный плазменный источник ленточного пучка; 2 – электронный пучок; 3 – пучковая плазма; 4 – вакуумная камера; 5 – коллектор; 6 – защитный экран и извлекающая сетка

В экспериментах параметры электронного пучка устанавливались следующими: ток пучка 150 мА, ускоряющее напряжение 3 кВ. В качестве облучаемых мишеней использовалась пленка из полиэтилена высокого давления толщиной 0,2 мм с размерами 15×15 мм². Физические параметры этой пленки приведены в табл. 4.1 [131].

Необходимый уровень давления в вакуумной камере создавался механическим форвакуумным насосом VocEdwards80M и игольчатым натекалем. Вакуумная камера сначала откачивалась до минимального давления 2–3 Па, затем напускался рабочий газ аргон до давления 10 Па.

Таблица 4.1 – Параметры полиэтиленовой пленки, используемой в эксперименте

Пластик	Плотность, кг/м ³	Температура плавления, °С	Температура размягчения, °С	Рабочая температура, °С	Предел прочности, МПа	Удлинение (относительное), %	Твердость, МПа
Полиэтилен высокого давления ПВД (LDPE)	900– 939	105–108	80–90	–45...+70	10– 17	От 50 до 600	14–25

Для плазменной обработки обычно используются реакционноспособные газы, такие как кислород или азот. Однако реактивная обработка газовой плазмой приводит к большому количеству возможных реакций воздействия, вызывающих абляцию и образование продуктов распада малых молекул. Для конкретного изучения взаимодействия плазмы и полимера с таким количеством возможных путей реакции целесообразно исключить сложные плазмохимические процессы. Одним из способов достижения этого является использование инертной аргоновой плазмы, где единственным процессом, который происходит, является передача ионами энергии, т.е. отсутствует возможность химической реакции с органической поверхностью.

Образцы пленки закреплялись на держателях S1, S2 и S3. Образец S1 был контрольным и располагался в вакуумной камере на расстоянии 17 см от оси электронного пучка. Образцы S2 и S3 располагались на одинаковом расстоянии от оси пучка – 7 см, но образец S3 в отличие от S2 был помещен за извлекающей ионы металлической сеткой (см. рис. 4.8). На сетку подавалось смещение «–100 В» относительно земли. Расстояние от сетки до оси электронного пучка составляло 6 см. Такое расстояние обеспечивало, с одной стороны, высокую концентрацию плазмы вблизи сетки, а с другой стороны, предотвращало нагрев образца и сетки электронами пучка.

Конструкция с образцом S3 закрывалась металлическим заземленным экраном. Все образцы были расположены на заземленных держателях так, чтобы исключить прямое попадание электронного пучка на поверхность образцов. К каждому из держателей была подключена стандартная хромель-копелевая термопара с диапазоном измерений от –20 до 200 °С. Время обработки образцов составляло 20 мин. После облучения исследовались гидрофильные свойства поверхности полиэтилена методом лежащей капли, а

также оптические свойства, а именно коэффициент пропускания на спектрофотометре UV-2700 (Shimadzu Corporation, Japan). Для фотографирования поверхности использовался оптический микроскоп «Биолам-М3» (ЛОМО, Россия).

В экспериментах использовался электронный пучок с энергией электронов 3 кэВ и током пучка 150 мА. При меньших значениях энергии электронов угол расходимости электронного пучка сильно увеличивался, что приводило к существенной пространственной неоднородности генерируемой им плазмы. Величина тока пучка была выбрана, с одной стороны, достаточно большой для генерации плотной пучковой плазмы, а с другой – относительно малой, чтобы образцы при обработке не успели нагреться до высоких температур. Зависимости температуры образцов от времени их обработки, представленные на рис. 4.9, подтверждают правильность выбора параметров электронного пучка.

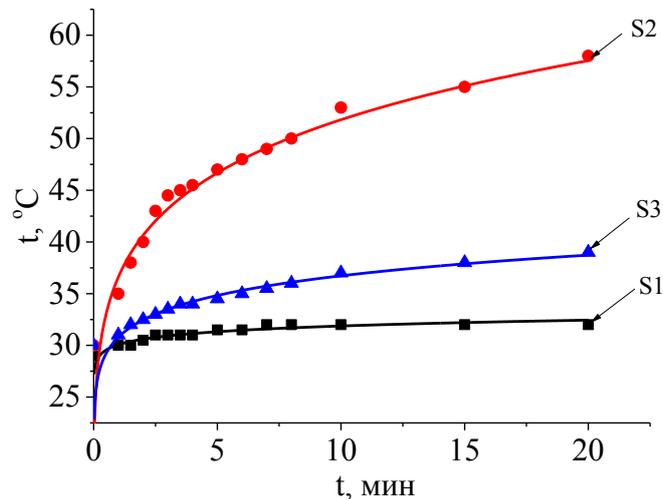


Рисунок 4.9 – Зависимость температуры образцов S1, S2, S3 от времени обработки

Как видно из рис. 4.9, на нагрев образцов оказывает влияние расстояние до оси пучка. Так, образец S1, расположенный на расстоянии 17 см от оси пучка, нагрелся всего на несколько градусов. Образец же S2, расположенный ближе, на расстоянии 7 см от оси, нагрелся до температуры более 55 град. Кроме того, поверхность этого образца после обработки потемнела. Образец S3 расположенный на расстоянии 7 см от оси пучка, но за сеткой, нагрелся только до 37 град.

Сравнение плазменной и ионной обработки полиэтиленовой пленки проводилось на основании исследования структуры пленки, краевых углов смачивания их поверхно-

сти, а также коэффициента пропускания света. На рис. 4.10 представлены фотографии поверхности исходной пленки полипропилена – образец S0, а также пленок, подвергшихся обработке, – S1, S2, S3.

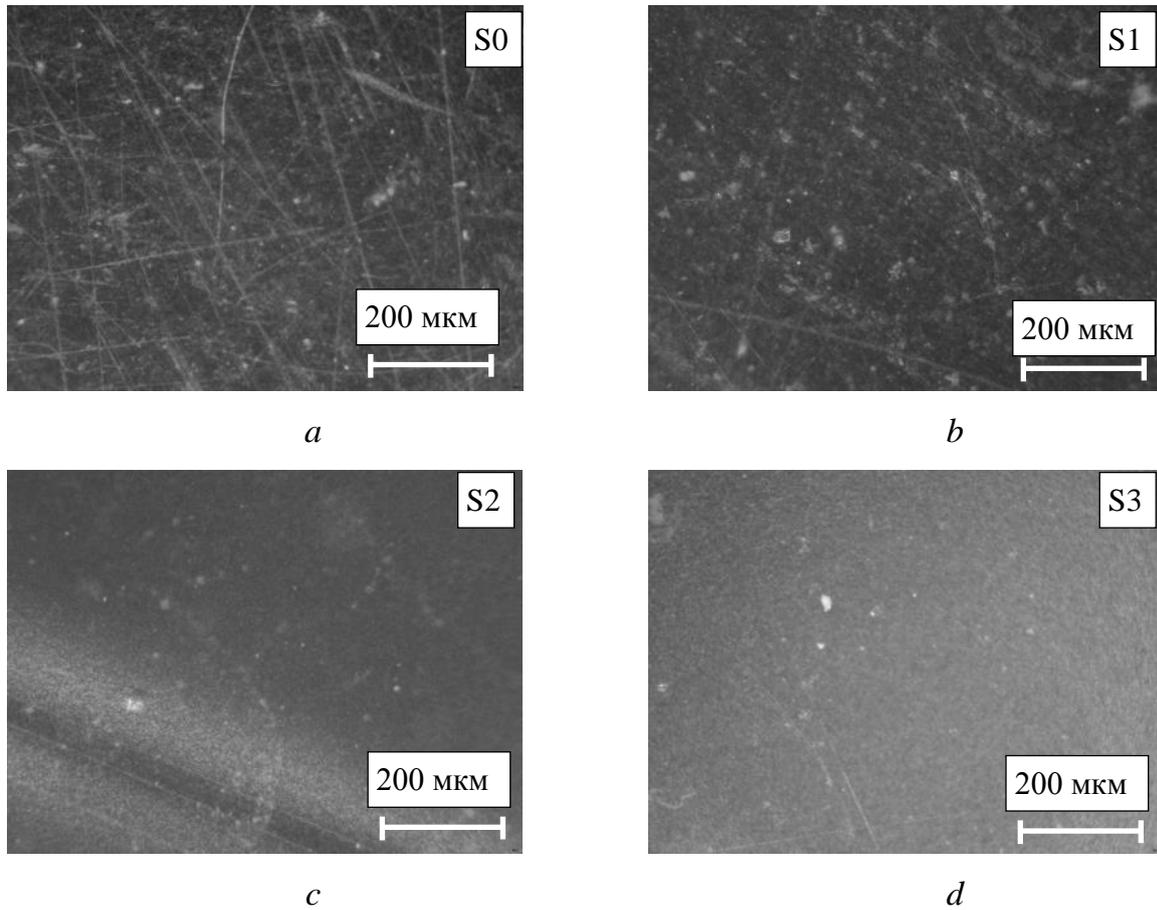


Рисунок 4.10 – Фотография поверхности: *a* – необработанная пленка; *b* – поверхность образца S1; *c* – поверхность образца S2; *d* – поверхность образца S3

Поверхность необработанной пленки S_0 содержит большое количество линий механических повреждений, что, очевидно, связано с условиями ее хранения и транспортировки. Обработка в плазме приводит к некоторому сглаживанию поверхности, зависящей от концентрации плазмы в месте обработки пленки. Образцы S1 и S2, находящиеся на разном расстоянии от оси пучка и подвергшиеся, следовательно, плазменной обработке с различной интенсивностью, содержат меньшее количество дефектов. Однако за счет нагрева на образце S2 наблюдаются продольные полосы, связанные с деструкцией полимерной пленки. На образце S3, находящемся за извлекающей ионы сеткой, также наблюдается сглаживание поверхности, однако отсутствуют следы температурной деформации, как на образце S2. Это может быть связано с эффектом старения и наблюдается при нагревании полиэтилена в плазме различных разрядов [132, 133].

На рис. 4.11 представлены зависимости краевого угла смачивания для обработанных образцов. Для образца, не подвергнутого обработке, измерения краевого угла дали значения в диапазоне 85–90 град.

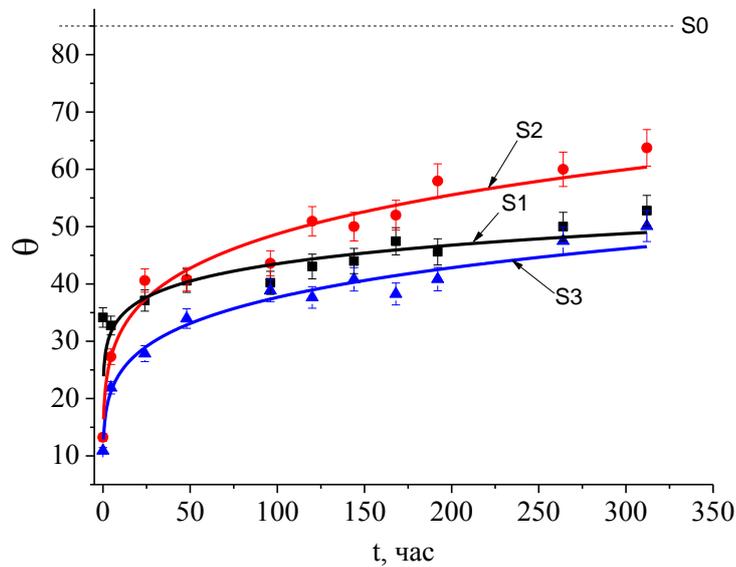


Рисунок 4.11 – Краевой угол смачивания водой образцов S1, S2, S3 после обработки в течение 20 мин

Сразу после обработки изменяются поверхностные свойства полиэтиленовой пленки даже для образца S3, размещенного в области редкой плазмы. Для всех трех образцов характерно проявление гидрофильных свойств. Причем для образцов S1 и S2 краевой угол смачивания уменьшается до величин 10–15 град. В течение 48 ч наблюдается частичное восстановление гидрофобных свойств. Для образца, подвергаемого ионной обработке, краевой угол остается все же ниже и достигает значений 30 град через двое суток. Далее следует медленный рост краевого угла с практически одинаковой скоростью для всех трех образцов. Гидрофобное восстановление (старение) активированных плазмой поверхностей полимеров, т.е. постепенное увеличение угла контакта полимеров с водой, со временем наблюдается для полимеров всех типов [132, 133]. Следует отметить, что полное восстановление гидрофобных свойств у всех трех обработанных образцов не наблюдалось и по истечении трех месяцев с момента облучения. Индуцированная плазмой и потоками ионов гидрофильность сохраняется в течение длительного времени, что позволяет судить об эффективности такого метода обработки.

Зависимость коэффициента пропускания всех обработанных образцов от длины волны видимого диапазона 200-900 нм в сравнении с исходным необработанным образцом представлена на рис. 4.12.

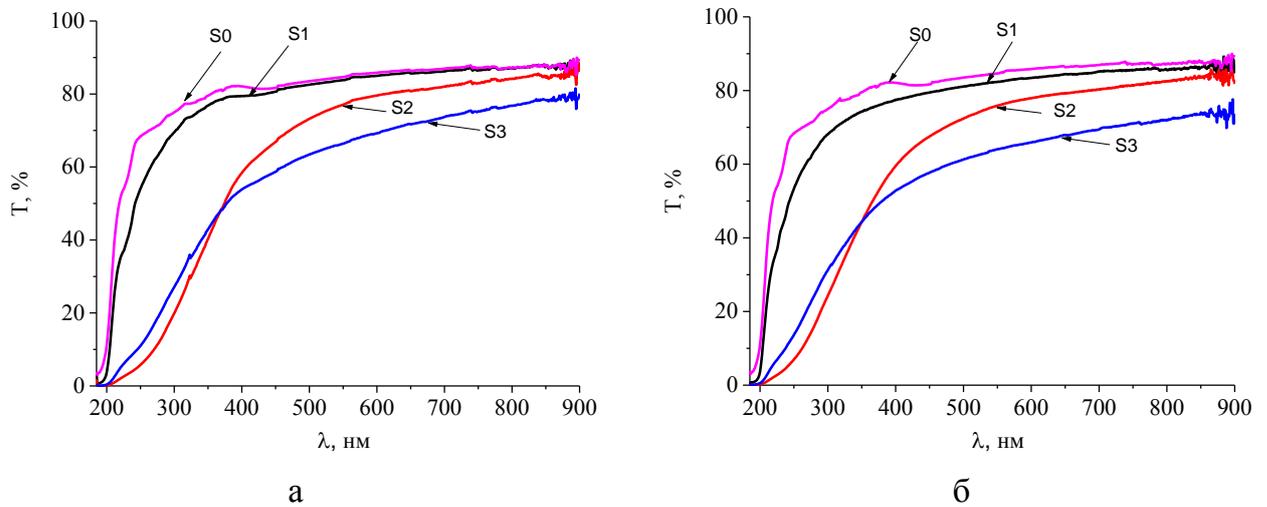


Рисунок 4.12 – Зависимость коэффициента пропускания образцов сразу после обработки (а) и через 3 мес хранения (б).

Как следует из результатов, представленных на рис. 4.12, степень изменения коэффициента пропускания света различна для каждого из образцов. Наименьшее изменение коэффициента пропускания наблюдается у образца S1, подвергнутого, очевидно, минимальному воздействию со стороны плазмы. Наибольшее изменение коэффициента пропускания наблюдается у образца S3, что особенно заметно для ультрафиолетовой области спектра.

Плазменная обработка полиэтилена приводит к разрыву связанных молекулярных цепочек с образованием свободных радикалов и соответствующим изменением цвета поверхности. Кроме того, изменения цвета могут быть связаны с образованием некоторых хромофоров, которые отвечают за увеличение поглощения света [133]. Аналогичное поведение наблюдали в [134] из-за изменения поверхности PE плазмой Ar и связывали изменение оптической плотности с образованием двойной связи (такой, как C = O) на поверхности полимера.

В отличие от гидрофильных свойств изменение коэффициента пропускания с течением времени не наблюдается, и облученные материалы могут, таким образом, использоваться при создании светозатемняющих устройств.

Исследование ИК-спектров пропускания образцов представлено на рис. 4.13. Полиэтилен – термопластичный полимер этилена, относится к классу полиолефинов [135]. Являясь органическим соединением имеет длинные молекулярные цепочки: $-\text{CH}_2-\text{CH}_2-\text{CH}_2-\text{CH}_2-$. В ИК-спектре присутствуют интенсивные характерные для полиэтилена полосы поглощения – 720 см^{-1} , 1470 см^{-1} , которые связаны с деформационными колебаниями в связи C–H в метильной и метиленовой группах, валентные колебания связи C–H в области $2850\text{--}3000\text{ см}^{-1}$ в группах CH, CH₂.

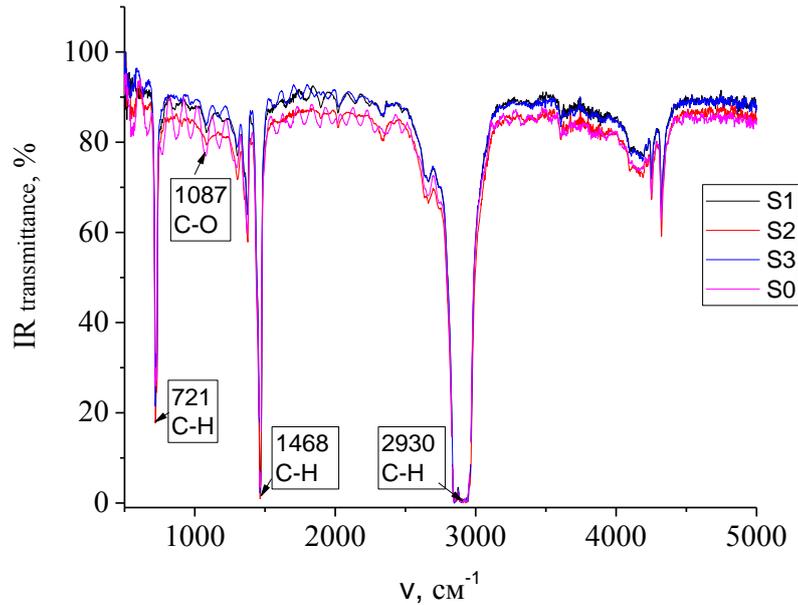


Рисунок 4.13 – ИК-спектр образцов после облучения

После обработки ИК-спектр образцов практически не претерпел изменений. Это свидетельствует о том, что обработка ионами в форвакуумной области давлений не оказывает влияние на химические свойства полиэтиленовой пленки. Можно предположить, что разрыв ковалентных связей макромолекул происходит в поверхностном слое полимерного материала, т.е. амортизация его структуры, а также поверхность полиэтилена приобретают заряд, но при этом химическая структура полиэтилена сохраняется. Увеличение поверхностной энергии полимеров может быть связано с созданием полярных гидрофильных групп, которые формируются благодаря взаимодействию химически активных частиц типа O, H, OH с поверхностью. В условиях форвакуума наличие частиц O, H, OH в плазме может быть связано с неполным удалением паров воды при откачке камеры. При этом взаимодействие с кислородом может происходить как

в процессе обработки, так и после вынесения пленок на атмосферу [136]. Эти изменения и приводят к активации поверхности и повышению гидрофильных свойств.

В [137] представлены результаты применения пучковой плазмы и потоков ионов из нее для обработки полимерных материалов. Для обработки поверхности полимера использовалась плазма тлеющего разряда аргона с частотой 50 Гц. Обработывали в течение 10 мин при низком давлении 0,3 мбар. После обработки наблюдалось уменьшение угла контакта, но эффект сохранялся в течение 5 дней. В этом исследовании эффект повышения гидрофильных свойств сохраняется в течение нескольких месяцев. Сохранение гидрофильных свойств полимеров после плазменной обработки в течение столь длительного времени представлено в [138–140]. В отличие от этого исследования уменьшение краевого угла было на меньшую величину.

Таким образом, при обработке полиэтиленовой пленки в пучковой плазме, генерируемой электронным пучком ленточной конфигурации в форвакууме, наблюдается изменение поверхностных и оптических свойств пленки. Наибольшее изменение свойств – сглаживание поверхности, уменьшение угла смачивания, уменьшение коэффициента прохождения света без деструктивных изменений в поверхности полимера – достигается при обработке полиэтиленовой пленки ускоренными потоками ионов из пучковой плазмы.

4.3 Выводы

В форвакуумной области давлений транспортировка ленточного электронного пучка с током не более 200 мА сопровождается образованием пучковой плазмы с концентрацией до 10^{15} м^{-3} и температурой электронов от 0,2 до 1,2 эВ. Концентрация пучковой плазмы существенно зависит от тока электронного пучка, ускоряющего напряжения, давления и рода газа в вакуумной камере. Достигнутые параметры пучковой плазмы обеспечивают возможность эффективной ионно-плазменной модификации полимерных материалов.

В процессе ионно-плазменной обработки низкотемпературных полимеров увеличение тока пучка и, соответственно, концентрации пучковой плазмы ограничено возникновением пучковой неустойчивости типа пучково-плазменного разряда, приводящей

к неконтролируемому росту концентрации плазмы, температуры плазменных электронов и перегреву обрабатываемой поверхности полимера.

Обработка полиэтиленовой пленки потоками ионов из пучковой плазмы в форвакуумной области давлений не изменяет химический состав пленки, но позволяет повысить ее гидрофильные свойства. После обработки в течение 20 мин потоком ионов с плотностью тока $0,25 \text{ mA/m}^2$ краевой угол смачивания водой поверхности полимера снижается до величины 10 град. Гидрофильные свойства снижаются в течение 48 ч, однако остаются на достаточно высоком уровне в течение продолжительного промежутка времени – более 3 мес. Кроме повышения гидрофильных свойств, наблюдается снижение коэффициента пропускания. При этом наибольший эффект влияния наблюдается в ультрафиолетовой области длин волн.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты диссертационной работы заключаются в следующем:

– Для разрядной системы с протяженным прямоугольным полым катодом и плоским анодом, функционирующей в форвакуумной области давлений, на пороговый ток зажигания разряда внутри катодной полости и инициирование эффекта полого катода, наряду с известным влиянием давления газа оказывают влияние ширина и длина щели в катоде. При условии, что ширина щели оказывается меньше протяженности катодного слоя, зажигание разряда в полости все же возможно, и в этом случае важна длина щели. С увеличением длины катодной щели уменьшается пороговый ток перехода в режим горения разряда с полым катодом, и даже в случае узкой катодной щели, для которой условие разрыва катодного слоя заведомо не выполняется, увеличение длины щели приводит к проникновению плазмы в катодную полость. Для перехода требуется увеличение протяженности щели до значений, в 10–20 раз превышающих протяженность катодного слоя в зависимости от ширины щели.

– В электродной системе форвакуумного плазменного источника электронов на основе разряда с протяженным полым катодом однородность плотности плазмы в катодной полости зависит от протяженности полого катода, тока разряда и давления газа. Для полости протяженностью 28 см минимальный ток разряда, обеспечивающий его диффузное горение, составляет порядка 50 мА. При меньших токах разряда в катодной полости вдоль ее длинной стороны формируются регулярные области протяженностью от 1 до 3 см с локальной более высокой плотностью плазмы. Неоднородность плотности плазмы усиливается при уменьшении разрядного тока и снижении давления газа, и эта неоднородность не позволяет формировать ленточный электронный пучок с высокой равномерностью плотности тока.

– В форвакуумном плазменном источнике ленточного пучка электронов использование многоапертурной системы извлечения оригинальной конструкции с диаметром элементарных отверстий 3 мм в аноде и 5,5 мм в экстракторе при расстоянии между анодом и экстрактором 2,5 мм обеспечивает снижение тепловой нагрузки на эмиссионный электрод, что повышает его ресурс работы, а также снижает потери тока пучка на экстракторе. При давлениях 10–30 Па форвакуумный плазменный источник с многоапертурной системой извлечения позволяет генерировать электронный пучок в виде

ленты с поперечными размерами 10×300 мм², протяженностью 50 см, с энергией электронов пучка до 8 кэВ и током до 100 мА.

– В форвакуумной области давлений в процессе ионно-плазменной обработки низкотемпературных полимеров увеличение тока пучка и, соответственно, концентрации пучковой плазмы ограничено возникновением пучковой неустойчивости типа пучково-плазменного разряда, приводящей к неконтролируемому росту концентрации плазмы, температуры плазменных электронов и перегреву обрабатываемой поверхности полимера.

– Обработка полиэтиленовой пленки потоками ионов из пучковой плазмы в форвакуумной области давлений не изменяет химический состав пленки, но позволяет повысить ее гидрофильные свойства. После обработки в течение 20 мин потоком ионов с плотностью тока $0,25$ мА/м² краевой угол смачивания водой поверхности полимера снижается до величины 10 град. Гидрофильные свойства снижаются в течение 48 ч, однако остаются на достаточно высоком уровне в течение продолжительного промежутка времени – более 3 мес. Кроме повышения гидрофильных свойств, наблюдается снижение коэффициента пропускания. При этом наибольший эффект влияния наблюдается в ультрафиолетовой области длин волн.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Разряд с полым катодом / Б. И. Москалев. – М.: Энергия, 1969. – С.184.
2. Тлеющий разряд с электростатическим удержанием электронов / А. С. Метель, С. Н. Григорьев // Физика–Техника– Применение. – 2005. – С. 294.
3. Hollow cathode discharges / R. Mavrodineanu // Journal of research of the National Bureau of Standards. – 1984. – Vol. 89, – № 2. – P. 143–185.
4. Basic Mechanisms Contributing to the Hollow Cathode Effect / G. Schaefer K. H. Schoenbach // Physics and Applications of Pseudosparks. – 1990. – Vol. 219. – P. 57–76.
5. Форвакуумные плазменные источники электронов / В. А. Бурдовицин, А. С. Климов, А. В. Медовник, Е. М. Окс, Ю. Г. Юшков. – Томск: Изд-во Том. ун-та, 2014. – 288 с.
6. Walton S. G. et al. Electron beam generated plasmas: Characteristics and etching of silicon nitride //Microelectronic Engineering. – 2017. – Vol. 168. – P. 89–96.
7. Генерация электронных пучков в форвакуумной области давлений на основе плазменно-эмиссионных разрядных систем с полым катодом: дис. докт. тех. наук/ А. С. Климов. – Томск, 2016. – С. 64.
8. Discharge striking in non-uniform fields at low gas pressures / L. G. Guseva // Investigations into electrical discharges in gases” Ed. by B. N. Klyarfeld.– Oxford: Pergamon press, 1964. – P.12–35.
9. Paschen’s law for a hollow cathode discharge / H. Eichhorn, K. H. Schoenbach, T. Tessnow // Appl. Phys. Lett. – 1993. – Vol. 63, № 18. – P. 2481–2483.
10. Electrostatic field distribution and breakdown potential for a hollow-electrode system in rare gases / C. Popovici, M. Somesan // International Journal of Electronics. – 1965. – Vol. 18, № 3. – P. 255–267.
11. Breakdown characteristics in nonplanar geometries and hollow cathode pseudospark switches / H. Pak, M. J. Kushner // J. Appl. Phys. – 1992. – Vol. 71, № 1. – P. 94–100.
12. Microhollow cathode discharge excimer lamps / K. H. Schoenbach, A. El. Habachi, M. M. Moselhy, W. Shi and R. H. Stark // Physics of Plasmas, – 2000. – Vol. 7, № 5. – P. 2168.
13. Low temperature plasma science and technology / I. Adamovich, S. D. Baalrud, A. Bogaerts, P. J. Bruggeman, M. Cappelli, V. Colombo, A. Vardelle // Journal of Physics D: Applied Physics. – 2017. – Vol. 50, № 32. – P. 323001.

14. Вакуумная и плазменная электроника / А. А. Зенин, А. В. Казаков, А. С. Климов, Е. М. Окс. – Томск, 2020. – С. 105.
15. Glow discharges with electrostatic confinement of fast electrons / V. I. Kolobov, A. S. Metel // *Journal of Physics D: Applied Physics*. – 2015. – Vol. 48, № 23. – P. 233001.
16. Paschen's Law for a Hollow Cathode Discharge / H. Eichhorn, K. H. Schoenbach, T. Tessnow // *Applied Physics Letters*. – 1993. – Vol. 63, № 2. – P. 2481.
17. Тлеющий разряд в трубчатой катодной полости / Е. И. Гырылов // *Журнал технической физики*. – 2001. – Т. 71, вып. 2. – С. 137–138.
18. Hollow cathode startup using a microplasma discharge / Aston, Graeme // *Rev. Sci. Instrum.* – 1981. – Vol. 52, № 8. – P. 1259–1260.
19. High-density and low electron temperature direct current reflex plasma source / E. I. Toader, V. Covlea, W. G. Graham, P. G. Steen // *Review of Scientific Instruments*. – 2004. – Vol. 75, № 2. – P. 382–386.
20. Несамостоятельный тлеющий разряд с полым катодом для широкоапертурных ионных источников / А. В. Визирь, Е. М. Окс, П. М. Щанин, Г. Ю. Юшков // *Журнал технической физики*. – 1997. – Т. 61, вып. 6. – С. 4–12.
21. Intensified plasma-assisted processing: science and engineering/ E. I. Meletis // *Surface and Coatings Technology*. – 2002. – Vol. 149. – P. 382–386.
22. Газоразрядный источник ионов низкого давления с полым катодом и диаметром выходной апертуры 420 мм / А. И. Стогний, А. А. Серов, С. В. Корякин, В. В. Паньков // *Приборы и техника эксперимента*. – 2008. – Т. 2. – С. 162–165.
23. Расширение рабочего диапазона давлений газа и увеличение ресурса сетки плазменного катода в ионном источнике / Н. В. Гаврилов, А. С. Каменецких // *Журнал технической физики*. – 2007. – Т. 77, вып. 3. – С. 12–16.
24. Influence of Electron Injection on the Characteristics of a Hollow Cathode Glow Discharge / S. V. Pogorelov, V. A. Timaniuk, N. G. Kokodii, I. V. Krasovskiy // *East European Journal of Physics*. – 2021. – Vol. 2. – P. 155–160.
25. Characterization of a Heaterless Hollow Cathode / V. Vekselman, Ya. E. Krasik, S. Gleizer, V. Tz. Gurovich, A. Warshavsky and L. Rabinovich // *Journal of Propulsion and Power*. – 2013. – Vol. 29, № 2. – P. 475–486.

26. Generation of high-current electron beams by the use of plasma cathodes/ Y. Krasik, A. Dunaevsky, J. Felsteiner // Proceedings of the 12th international conference on high power particle beams. – Haifa, Israel, June 7– 12, 1998. – P. 376– 379.
27. Особенности генерации низкоэнергетичных электронных пучков большого сечения из плазменного источника электронов пеннинговского типа / В. Н. Бориско, А. А. Петрушеня // Журнал технической физики. – 2003. – Т. 73, вып. 1. – С. 86–90.
28. Инициирование разряда низкого давления в магнетроне при облучении катода магнетрона ионным пучком / А. П. Семёнов, И. А. Семенова // Приборы и техника эксперимента. – 2009. – Вып. 1. – С. 110–114.
29. Свойства магнетронного разряда низкого давления в условиях инициирования пучком ускоренных ионов эмиссионных процессов на электродах разряда / А. П. Семенов, И. А. Семенова, Д. Б. Цыренов, Э. О. Николаев // Известия высших учебных заведений. Физика. – 2020. – Т. 63, вып. 10. – С. 102–108.
30. Плазменный катод электронного ускорителя с большим сечением пучка / Н. В. Гаврилов, В. В. Осипов, О. А. Буреев, Д. Р. Емлин, А. С. Каменециких, В. А. Шитов // Журнал технической физики. – 2005. – Т. 31, вып. 3. – С. 72–78.
31. A plasma generator based on nonself-sustained low-pressure glow discharge with a large-volume hollow cathode / I. V. Lopatin, Y. K. Akhmadeev, N. N. Koval', P. M. Shchanin // Instruments and Experimental Techniques. – 2011. – Vol. 54, № 1. – P. 141–146.
32. Инициирование разряда в плазменном источнике электронов с полым катодом / И. С. Жирков, В. А. Бурдовицин, Е. М. Окс, И. В. Осипов // Журнал технической физики. – 2006. – Т. 76, вып. 10.– С. 128–132.
33. Fore-vacuum plasma-cathode electron sources / V. A. Burdovitsin, E. M. Oks // Laser and Particle beams. – USA Cambridge University Press, 2008. – P. 619–635.
34. Источник электронов с плазменным катодом для генерации сфокусированного пучка в форвакуумном диапазоне давлений / В. А. Бурдовицин, И. С. Жирков, Е. М. Окс и др. // Приборы и техника эксперимента. – 2005. – № 6. – С. 66–68.
35. Генерация стационарных электронных пучков форвакуумным плазменным источником в области давлений 100 Па / А. А. Зенин, А. С. Климов, В. А. Бурдовицин, Е. М. Окс // Журнал технической физики. – 2013. – Т. 39, № 10. – С. 9–14.

36. Генерация электронных пучков в форвакуумной области давлений / Ю. А. Бурачевский, В. А. Бурдовицин, М. Н. Куземченко и др. // Известия вузов. Физика. – 2001. – № 9. – С. 85–89.
37. Источник электронов с плазменным катодом для генерации пучков в форвакуумном диапазоне давлений / А. В. Мытников, Е. М. Окс, А. А. Чагин // Приборы и техника эксперимента. – 1998. – № 2. – С. 95–98.
38. Плазменный электронный источник ленточного пучка для форвакуумного диапазона давлений / В. А. Бурдовицин // Материалы 6-й Международной конференции по модификации материалов пучками частиц и плазменными потоками. – Томск: Изд. дом «Курсив», 2002. – С. 57–60.
39. Локализация плазмы в протяженном полом катоде плазменного источника ленточного электронного пучка / В. А. Бурдовицин, А. С. Климов, Е. М. Окс // Журнал технической физики. – 2006. – Т. 76, № 10. – С. 62–65.
40. Использование разряда с неоднородным протяженным полым катодом для повышения плотности тока в форвакуумном плазменном источнике ленточного пучка электронов / А. С. Климов, Ю. А. Бурачевский, В. А. Бурдовицин, Е. М. Окс // Журнал технической физики. – 2008. – Т. 78, № 4. – С. 43–46.
41. Плазменный катод электронного ускорителя с большим сечением пучка / Н. В. Гаврилов [и др.] // Журнал технической физики. – 2005. – Т. 31, № 3. – С. 72–78.
42. Высокочастотная генерация импульсных электронных пучков большого сечения / В. И. Гушенец [и др.] // Журнал технической физики. – 1991. – Т. 17, № 23. – С. 26–29.
43. Pulsed metallic-plasma generator / A. Gilmour, D. L. Lockwood // Proceedings of the IEEE. – 1972. – Vol. 60, № 8. – P. 977–992.
44. Further development of the E-MEVVA ion source / V. A. Batalin, A. A. Kolomiets, R. P. Kuibeda, T. V. Kulevoy, V. I. Pershin, S. V. Petrenko, D. N. Seleznev, A. S. Bugaev, V. I. Gushenets, E. M. Oks, G. Yu. Yushkov, A. Hershcovitch, B. M. Johnson // Review of Scientific Instruments. . – 2002. – Vol. 73, № 2. – P. 702–707.
45. Plasma electron source for the generation of wide-aperture pulsed beam at forevacuum pressures / E. Oks, V. Burdovitsin, A. Medovnik, Y. Yushkov // Review of Scientific Instruments. – 2013. – Vol. 84, №. 2. – P. 02330.
46. Plasma atomic layer etching using conventional plasma equipment / A. Agarwal and M. J. Kushner // J. Vac. Sci. Technol A. – 2009. – Vol. 27, № 1 – P. 37.

47. Perspectives in nanoscale plasma etching: what are the ultimate limits / N. Marchack, J. P. Chang // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2011. – Vol. 44. – P. 174011.
48. The grand challenges of plasma etching: a manufacturing perspective / N. Marchack and J. P. Chang // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2014. – Vol. 47, № 27. – P. 3011.
49. Electron Beam Generated Plasmas for Ultra Low T_e Processing / S. G. Walton, D. R. Boris, S. C. Hernandez, E. H. Lock, Tz. B. Petrov, G. M. Petrov, and R. F. Fernsler // *Journal of Solid State Science and Technology.* – 2015. – Vol. 4, № 6. – P. 5033.
50. Plasmabased chemical modification of epitaxial graphene with oxygen functionalities / S. C. Hernández, V. D. Wheeler, M. S. Osofsky, V. K. Nagareddy, E. H. Lock, L. O. Nyakiti, R. L. Myers-Ward, A. B. Horsfall, C. R. Eddy, D. K. Gaskill, S. G. Walton // *Surf. Coat. Technol.* – 2014. – Vol. 241. – P. 8–12.
51. Etching with electron beam-generated plasmas: Selectivity versus ion energy in silicon-based films / S. G. Walton, D. R. Boris, S. G. Rosenberg, H. Miyazoe, E. A. Joseph, S. U. Engelmann // *Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films.* – 2021. – Vol. 39, № 3. – P. 033002.
52. Low-temperature nitriding of stainless steel in an electron beam generated plasma / C. Muratore, D. Leonhard, S. G. Walton, D. D. Blackwell, R. F. Fernsler, R. A. Meger // *Surface and Coatings Technology.* – 2005. – Vol. 191, № 2–3. – P. 255–262.
53. Study of plasma polyethylene interactions using electron beam generated plasmas produced in Ar/SF6 mixtures / S. G. Walton, E. H. Lock, A. Ni, M. Baraket, R. F. Fernsler, D. D. Pappas, K. E. Strawhecker, A. A. Bujanda // *Journal of applied polymer science.* – 2010. – Vol. 117, № 6. – P. 3515–3523.
54. Плазменные технологии обработки материалов для нанoeлектроники: проблемы и решения./ Е. Г. Шустин // *Радиотехника и электроника.* – 2017. – Т. 62, № 5. – С. 427–439.
55. Control of the energy of ion flow affecting electrically insulated surface in plasma processing reactor based on a beam plasma discharge / E. G. Shustin, N. V. Isaev, I. L. Klykov, V. V. Peskov // *Vacuum.* – 2011. – Vol. 85, № 6 – P. 711–717.
56. Плазмохимический реактор с пучково-плазменным разрядом./ Н. В. Исаев, И. Л. Клыков, В. В. Песков, Е. Г. Шустин, И. В. Визгалов, В. А. Курнаев // *Приборы и техника эксперимента.* – 2014. – Т. 1, № 3. – С. 124–127.

57. Темирязева Синтез углеродных пленок в плазмохимическом реакторе на базе пучково-плазменного разряда / Е. Г. Шустин, Н. В. Исаев, И. Л. Клыков, В. В. Песков, В. И. Поляков, А. И. Руковишников // Журнал технической физики. – 2013. – Т. 83, № 2. – С. 97–102.
58. Plasma Processing Reactor On A Basis Of Beam Plasma Discharge For Low Energy Etching Of Heterostructures / N. V. Isaev, Yu. V. Fedorov, E. G./ Shustin / Известия вузов. Физика. – 2006. – Т. 49, № 8. – С. 99–101.
59. Синтез углеродных пленок в плазмохимическом реакторе на базе пучково-плазменного разряда / Шустин Е. Г., Исаев Н. В., Клыков И. Л. и др. // ЖТФ. – 2013. – Т. 83, № 2. – С. 97–102.
60. Получение графена при помощи травления монокристаллов естественного графита в плазмохимическом реакторе на базе пучково-плазменного разряда / Ю. И. Латышев, А. П. Орлов, В. В. Песков, Е. Г. Шустин, А. А. Шекин, В. А. Быков // Докл. АН. Физика. – 2012. – Т. 442, № 2. – С. 181–183.
61. Materials production with Beam Plasmas / M. Vasiliev, T. Vasilieva // Encyclopedia of Plasma Technology. – 2017. – P. 152–166.
62. Chitosan plasma chemical processing in beam-plasma reactors as a way of environmentally friendly phytostimulants production / Tatiana Vasilieva, Oscar Goñi, Patrick Quille, Shane O’Connell, Dmitry Kosyakov, Semen Shestakov, Nikolay Ul’yanovskii and Michael Vasiliev // Processes. – 2021. – Vol. 9, № 1. – P. 103.
63. Плазменно-стимулированный синтез оксидов на внутренней поверхности титановых труб./ Т. М. Васильева, С. Л. Лысенко, В. А. Кукареко // Физика и химия обработки материалов. – 2010. – Т. 5. – С. 29–36.
64. Electron-beam plasma in the production of bioactive agents and drugs / M. Vasiliev, T. Vasilieva // Journal of Physics: Conference Series. – IOP Publishing, 2006. – Vol. 44, № 1. – P. 018.
65. Применение низкотемпературной плазмы пониженного давления в клинической медицине и фармацевтике / Т. М. Васильева, Е. В. Кочурова, Е. О. Кудасова, Р. А. Акасов, Хтет Вэй Ян Чжо, Хтет Ко Ко Зау // Наноиндустрия. – 2019. – Т. 7, № 8. – С. 434–442.
66. Application of electron beam plasma for biopolymers modification / Т.М. Vasilieva// Journal of Physics: Conference Series. – 2012. – Vol. 370, № 1. – P. 012012.

67. Мьинт З. Й. и др. Модификация тонких пленок хитозана в электронно-пучковой плазме // Прикладная физика. – 2019. – № 1. – С. 71.
68. Генерация ленточных электронных пучков форвакуумными плазменными источниками на основе разряда с протяженным полым катодом / А. С. Климов, Е. М. Окс, А. А. Зенин // Известия вузов. Физика плазмы. – 2017. – Т. 60, № 9. – С. 37–43.
69. Параметры пучковой плазмы, формируемой форвакуумным плазменным источником ленточного электронного пучка в системе транспортировки без магнитного поля / А. С. Климов, М. И. Ломаев, Е. М. Окс, А. П. Андрейчик // Журнал технической физики. – 2017. – Т. 87, № 2. – С. 192–196.
70. Зондовая диагностика пучков плазменного разряда в электроотрицательных средах./ Ю. Ф. Наседкин, Г. Б. Левадный, А. А. Серов, З. Клагге, М. Маас // Теплофизика высоких температур. – 1985. – Т. 23, № 1. – С. 156–162.
71. Физика газового разряда / Ю. П. Райзер. – М.: Физика и астрономия. – 2009. – С. 184.
72. Assessment of surface preparation for the bonding/adhesive technology / A. Rudawska.// Surface Treatment in Bonding Technology. – 2019. – P. 227–275.
73. Methods of contact angle measurements as a tool for characterization of wettability of polymers / M. Zielecka // Polimery. – 2004. – Vol. 49, № 5. – P. 327– 332.
74. Contact angle measurement and contact angle interpretation / D. Kwok, A. W. Neumann // Advances in Colloid and Interface Science. – 1999. – Vol. 81. – P. 167– 249.
75. Описание микроскопа МБС–10 [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <http://www.mbs10.ru/mbs-10.html> (дата обращения: 29.05.2017). Свободный.
76. Особенности инициирования эффекта полого катода в электродной системе тлеющего разряда с протяженной катодной щелью / А. С. Климов, И. Ю. Бакеев, А. А. Зенин, Е. М. Окс, В. Т. Чан // Журнал технической физики. – 2021. – Т. 47, № 20. – С. 23–26.
77. Plasma electron source for generating a ribbon beam in the forevacuum pressure range / S. Klimov, I. Yu. Bakeev, E. M. Oks, V. T. Tran and A. A. Zenin // Review of Scientific Instruments. – 2020. – Vol. 91, № 4. – P. 043505.
78. Characteristics of Low-Pressure Discharge in a Forevacuum Plasma Electron Source Using an Electrode System with Extended Hollow Cathod / S. Klimov, I. Yu. Bakeev, E. M. Oks, V. T. Tran and A. A. Zenin // IEEE Transactions on Plasma Science. – 2021. – Vol. 49, № 9. – P. 2544.

79. Forevacuum plasma source of ribbon electron beam with a multi-aperture extraction system / Alexander Klimov, Aleksey Zenin, Tran Van Tu, Ilya Yurevich Bakeev // *Journal of Physics Conference Series*. – 2019. – Vol. 1393. – P. 012045.
80. Forevacuum plasma electron source of a ribbon electron beam with a multi-aperture extraction system / Alexander Klimov, Aleksey Zenin, Tran Van Tu, Ilya Yurevich Bakeev // *IOP Conference Series Materials Science and Engineering*. – 2019. – Vol. 597, № 1. – P. 012069.
81. Исследование связи параметров эмиссионной плазмы и электронного пучка / В. Т. Чан // *Сборник избранных статей Научной сессии ТУСУРа*. – 2019. – Т. 1. – С. 115–117.
82. Исследование связи параметров эмиссионной плазмы и электронного пучка / В. Т. Чан // *Перспективы развития фундаментальных наук*. – 2019. – Т. 1. – С. 125–127.
83. Особенности зажигания тлеющего разряда через малое отверстие в полном катоде большого объема / В.Т. Чан, А. А. Поддубнов, А. С. Климов // *Перспективы развития фундаментальных наук*. – 2021. – Т. 1. – С. 125–127.
84. Особенности зажигания разряда через узкую протяженную щель в катоде большого объема / А. А. Поддубнов, А. С. Климов, В. Т. Чан // *Сборник избранных статей Научной сессии ТУСУР* – 2021. – Т. 1. – С. 201–203.
85. Localization of plasma in the extended hollow cathode of a ribbon-electron-beam plasma source at forevacuum pressures / A. S. Klimov, V. A. Burdovitsyn, E. M. Oks // *Russian Physics Journal*. – 2007. – Vol. 50, № 6. – P. 521–527.
86. Plasma localization in an extended hollow cathode of the plasma source of a ribbon electron beam / Yu. A. Burachevsky, V. A. Burdovitsin, A. S. Klimov, E. M. Oks, M. V. Fedorov // *Technical Physics*. – 2006. – Vol. 51, № 10. – P. 1316–1319.
87. On the hollow-cathode effect: conventional and modified geometry / R. R. Arslanbekov, A. A. Kudryavtsev, R. C. Tobin // *Plasma Sources Science and Technology*. – 1998. – Vol. 7, № 3. – P. 310.
88. Physical processes in plasma electron emitters based on a hollow-cathode reflected discharge / V. L. Galansky, V. A. Gruzdev, I. V. Osipov, N. G. Rempe // *Journal of Physics D: Applied Physics*. – 1994. – Vol. 27, № 5. – P. 953.

89. Generation of high-power-density electron beams by a forevacuum-pressure plasma-cathode electron source / I. Y. Bakeev, A. S. Klimov, E. M. Oks, A. A. Zenin // *Plasma Sources Science and Technology*. – 2018. – Vol. 27, № 7. – P. 075002.
90. Investigation of the Paschen Curve for Helium in 100-1000 kV Range / Liang Xu, A. V. Khrabrov, I. D. Kaganovich, T. J. Sommerer // *Physics of Plasmas*. – 2017. – Vol. 24, № 9. – P. 09351.
91. *Gas Discharge Physics* / Yu. P. Raizer – Berlin: Springer, 1991.
92. Hollow cathode discharges: low and high-pressure operation / R. S. Pessoa, B. N. Sismanoglu, J. Amorim, G. Petraconi, H. Maciel, // *Gas Discharges, Fundamentals and application*. – India: Kerala, 2007.
93. Discharge initiation in plasma electron source with hollow cathode / I. S. Zhirkov, V. A. Burdovitsin, E. M. Oks, I. V. Osipov // *Journal of Engineering Physics*. – 2006. – Vol. 76, № 10. – P. 128–131.
94. Plasma stratification in radio-frequency discharges in argon gas / V. I. Kolobov, R. R. Arslanbekov, D. Levko, V. A. Godyak // *Journal of Physics D: Applied Physics*. – 2020. – Vol. 53, № 25. – P. 25LT01.
95. Ionization waves (striations) in a discharge plasma / L. Pekarek // *Soviet Physics Uspekhi*. – 1968. – Vol. 11, № 2. – P. 188.
96. Striations / A.V. Nedospasov // *Soviet Physics Uspekhi*. – 1968. – Vol. 11, № 2. – P. 174–187.
97. Homogeneous emission plasma generation in a discharge system with the extended hollow cathode for a forevacuum plasma source of a ribbon electron beam / A. S. Klimov, A. A. Zenin, E. M. Oks // *Applied Physics*. – 2018. – Vol. 2. – P. 29–35.
98. Electron beam processing of dielectrics by fore-pump plasma cathode electron source / V. A. Burdovitsin, A. S. Klimov, E. M. Oks, Yu. A. Burachevsky, A. V. Medovnik, A. K. Goreev // *Electrotechnica & Electronica*. – 2009. – Vol. 44, № 5-6. – P. 195–197.
99. Further development of the E-MEVVA ion source/ V. A. Batalin et al // *Review of Scientific Instruments*. – 2002. – Vol. 73, № 2. – P. 702.
100. Development of design technique for vacuum insulation in large size multi-aperture multi-grid accelerator for nuclear fusion / A. Kojima, M. Hanada, H. Tobar, R. Nishikiori, J. Hiratsuka, M. Kashiwagi, N. Umeda, M. Yoshida, M. Ichikawa, K. Watanabe, Y. Yamano and L. R. Grisham // *Review of scientific instruments*. – 2016. – Vol. 87. – P. 02B304.

101. Plasma electron source for the generation of wide-aperture pulsed beam at forevacuum pressures / E. Oks, V. Burdovitsin, A. Medovnik, Y. Yushkov // Review of Scientific Instruments. – 2013. – Vol.84, № 2. – P. 023301.
102. Development of a versatile multiaperture negative ion source / M. Cavenago, T. Kulevoy, S. Petrenko, G. Serianni, V. Antoni, M. Bigi, P. Veltri // Review of Scientific Instruments. – 2012. – Vol.83, № 2. – P. 02A707.
103. Study of electron beam uniformity in large-area multi-aperture diode with arc plasma cathode / I. Kandaurov, V. Kurkuchekov, Yu. Trunev // Journal of Physics: Conference Series. – 2017. – Vol. 830. – P. 012032.
104. Generation, transport, and efficient extraction of a large cross-section electron beam into an air in an accelerator with a mesh plasma cathode / M. S. Vorobyov, T. V. Koval, N. N. Koval, N. B. Hung // Laser and Particle Beams. – 2018. – Vol. 36, № 1. – P. 22–28.
105. Theory of Low-Temperature Plasma Physics. Springer Series on Atomic, Optical, and Plasma Physics / S. Nguyen-Kuok – Russia: Moscow, 2017.
106. Processing of polyethylene in the beam-plasma generated by a ribbon electron beam at forevacuum pressure range / A. S. Klimov, I. Yu. Bakeev, E. M. Oks, V. T. Tran, A. A. Zenin // Vacuum. – 2021. – Vol. 196. – P. 110722.
107. Electron-beam plasma and its applications to polymer treatment in the forevacuum / A. S. Klimov, A. A. Zenin, V. T. Tran, I. Yu. Bakeev // Journal of Physics: Conference Series. – 2019. – Vol. 1393. – P. 012097.
108. Formation of Particle Flows from a Beam Plasma Generated by a Forevacuum Plasma Electron Source / A. S. Klimov, I. Yu. Bakeev, A. A. Zenin, V. T. Tran. // Conference: 7th International Congress on Energy Fluxes and Radiation Effects (EFRE). – 2020.
109. Особенности генерации пучковой плазмы для обработки полимеров в форвакуумной области давлений / А. А. Поддубнов, Чан Ван Ту, А. С. Климов // Материалы докладов XV Международной научно-практической конференции «Электронные средства и системы управления». – 2019. – Т. 84. – С. 173–175.
110. Обработка полиэтилена в пучковой плазме, создаваемой форвакуумным плазменным электронным источником / В.Т. Чан, А.С. Климов Материалы докладов XVII Международной научно-практической конференции «Электронные средства и системы управления». – 2021. – Т. 1. – С. 238–24.

111. Applications and challenges of low temperature plasma in pharmaceutical field / Lingge Gao, Xingmin Shi, Xili Wu // *Journal of Pharmaceutical Analysis*. – 2021. – Vol. 11, № 1. – P. 28–36.
112. Technical applications of plasma treatments: current state and perspectives / J. Šimončicová, S. Kryštofová, V. Medvecká, et al // *Appl Microbiol Biotechnol*. – 2019. – Vol. 103. – P. 5117–5129.
113. Low temperature plasma science and technology/ I. Adamovich, S. D. Baalrud, A. Boggaerts, P. J. Bruggeman, M. Cappelli, V. Colombo, U. Czarnetzki, U. Ebert, J. G. Eden, et al // *Journal of Physics D: Applied Physics*. – 2017. – Vol. 50, № 32. – P. 50 323001.
114. Emerging applications of low temperature gas plasmas in the food industry / A. Shaw, G. Shama, F. Iza // *Biointerphases*. – 2015. – Vol. 10, № 2. – P. 029402.
115. Plasma processing and polymers: a personal perspective / M. R. Wertheimer // *Plasma Chemistry and Plasma Processing*. – 2014. – Vol. 34, № 3. – P. 363–376.
116. Plasma-based nanostructuring of polymers: A review / L. T. Phan, S. M. Yoon, M. W. Moon // *Polymers*. – 2017. – Vol. 9, № 9. – P. 417.
117. Surface Treatment of Polymers by Plasma / P. Cools, L. Astoreca, P. S. Esbah Tabaei, M. Thukkaram, H. De Smet, R. Morent, N. De Geyter // *Surface Modification of Polymers*. – 2019. – P. 31–65.
118. Plasma Assisted Polymer Modifications / G. Nageswaran, L. Jothi, S. Jagannathan // *Non-Thermal Plasma Technology for Polymeric Materials*. – 2019. – P. 95–127.
119. Plasma surface modification of polystyrene and polyethylene / S. Guruvenketa, G. Mohan Raoa, M. Komathb, A. M. Raichur // *Applied Surface Science*. – 2004. – Vol. 236, № 1–4. – P. 278–284.
120. Noteworthy impacts of polyurethane-urea ionomers as the efficient polar coatings on adhesion strength of plasma treated polypropylene/ M. R. Chashmejahanbin, H. Daemi, M. Barikani, A. Salimi // *Appl. Surf. Sci.* – 2014. – Vol. 317. – P. 688–695.
121. Surface modification of low-density polyethylene packaging film via direct fluorination / J. Peyroux, M. Dubois, E. Tomasella, N. Batisse, A. P. Kharitonov, D. Flahaut, L. Romana, P. Thomas // *Surf. Coat. Technol.* – 2016. – Vol. 292. – P. 144–154.
122. Adhesion enhancement of polymer surfaces by atmospheric plasma treatment / M. J Shenton, M. C. Lovell-Hoare, G. C. Stevens // *J. Phys. D Appl. Phys.* – 2001. – Vol. 34. – P. 2754– 2760.

123. A possible optimization of electron cyclotron resonance ion sources plasma chambers / C. S. Gallo, A. Galatà, D. Mascali, G. Torrisci // *Journal of Instrumentation*. – 2018. – Vol. 13, № 11. – P. 11011.
124. Generation of low-temperature gas discharge plasma in large vacuum volumes for plasma chemical processes / N. N. Koval, Y. F. Ivanov, I. V. Lopatin, Y. H. Akhmadeev, V. V. Shugurov, O. V. Krysina, V. V. Denisov // *Russian Journal of General Chemistry*. – 2015. – Vol. 85, № 5. – P. 1326–1338.
125. Atomic fluorine densities in electron beam generated plasmas: A high ion to radical ratio source for etching with atomic level precision / D. R. Boris, T. B. Petrova, G. M. Petrov, S. G. Walton // *Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films*. – 2017. – Vol. 35, № 1. – P. 01A104.
126. Study of plasma-polyethylene interactions using electron beam-generated plasmas produced in Ar/SF₆ mixtures / S. G Walton, E. H. Lock, A. Ni, M. Baraket, R. F. Fernsler, D. D. Pappas, A. A. Bujanda // *Journal of applied polymer science*. – 2010. – Vol. 117, № 6. – P. 3515–3523.
127. Investigation of nitrogen atoms in low-pressure nitrogen plasmas using a compact electron-beam-excited plasma source/ S. Tada , et al // *Jap. J. Appl. Phys.* – 2002. – Vol. 41, № 7. – P. 4691–4695.
128. Probe diagnostic development for electron beam produced plasmas / D. D. Blackwell et al // *J. Vac. Sci. Technol. Ser. A*. – 2001. – Vol. 19, № 4. – P. 1330–1335.
129. Ионизационные волны (страты) в разрядной плазме / Л. Пекарек // *Успехи физических наук*. – 1968. – Т. 94. – С. 463–500.
130. Low temperature plasmas / R. Hippler, H. Kersten, M. Schmidt, K. H. Schoenbach – Berlin: Wiley, 208. – P. 787
131. Handbook of polymers / G. Wypych. – ChemTec Publishing, Ontario, Canada, 1969. – P. 184.
132. Mechanisms of oxygen plasma nanotexturing of organic polymer surfaces: from stable super hydrophilic to super hydrophobic surfaces / K. Tsougeni, N. Vourdas, A. Tserepi, E. Gogolides // *Langmuir*. – 2017. – Vol. 25, № 19. – P. 11748–11759.
133. Stability of the hydrophilic behavior of oxygen plasma activated SU-8 / F. Walther, P. Davydovskaya, S. Zurcher, M. Kaiser, H. Herberg, A. M. Gigler and R. W. Stark // *Journal of Micromechanics and Microengineering*. – 2007. – Vol. 17. – P. 524–531.

134. Ablation and water etching of plasma-treated polymers / J. Siegel, A. Řezníčková, A. Chaloupka, P. Slepíčka & V. Švorčík // *Radiation Effects and Defects in Solids.* – 2008. – Vol. 163, № 9.– P. 779–788.
135. *Practical Guide to Polyethylene* / C. Vasile, M. Pascu. – Shawbury: Smithers Rapra Press, 2008.
136. Surface characterization of plasma treated polymers for applications as biocompatible carriers / P. Slepicka, N. S. Kasálková, E. Stránská, L. Bacáková, V. Svorcik // *PRESS Polymer Letters.* – 2013. – Vol. 7, № 6. – P. 535–545.
137. Hydrophilization and hydrophobic recovery of polymers treated by 50 Hz argon plasma/ Y. T. Lau, O. H. Chin, K. J. A. Samat, H. C. Lee, W. S. Chiu, C. S. Wong // *Proceedings Of The 14th Asia-Pacific Physics Conference.* – 2021. – Vol. 2319, № 1. – P. 030010.
138. Effect of plasma treatment on the surface properties of polylactic acid films / V. Luque-Agudo, M. Hierro-Oliva, A. M. Gallardo-Moreno, M. L. González-Martín // *Polymer Testing.* – 2021. – Vol. 96. – P. 107097.
139. Surface properties of polyethylene after low-temperature plasma treatment / Hana Drnovská, Lubomír Lapčík Jr., Vilma Buršíková, Josef Zemek & Ana M. Barros-Timmons // *Colloid and Polymer Science.* – 2003. – Vol. 281, № 11. – P. 1025–1033.
140. Modification of Polyethylene by RF Plasma in Different/Mixture Gases / E. Abusrafa, S. Habib, I. Krupa, M. Ouederni, A. Popelka // *Coatings.* – 2019. – Vol. 9, № 2. – P. 145.

